

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre MEIN

1^{re} THÈSE : Champ macroscopique des vitesses dans l'atmosphère solaire,
d'après les mesures de déplacement des raies de Fraunhofer.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté :

Propagation et couplage entre les modes en milieu inhomogène.

Soutenues le 14 Juin 1966 devant la Commission d'examen :

M. SCHATZMAN *Président.*

M^{me} PECKER-WIMEL }
M. MICHAUD } *Examineurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

15, Quai Anatole France

PARIS 7^e

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre MEIN

1^{re} THÈSE : Champ macroscopique des vitesses dans l'atmosphère solaire,
d'après les mesures de déplacement des raies de Fraunhofer.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté :
Propagation et couplage entre les modes en milieu inhomogène.

Soutenues le 14 Juin 1966 devant la Commission d'examen :

M. SCHATZMAN *Président.*

M^{me} PECKER-WIMEL
M. MICHAUD } *Examineurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

15, Quai Anatole France

PARIS 7^e



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41533912_0002

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Doyen. M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

PRENANT.	T Anatomie et histologie comparée.	M ^{me} CHAIX.	T Chimie biologique.
GRASSÉ.	T Evolution des êtres organisés.	M ^{me} HUREL-PY.	T Biologie végétale (C. P. E. M.).
PRÉVOST.	T Chimie organique.	PANNETIER.	T Chimie générale.
WYART.	T Minéralogie et cristallographie.	BRUN.	T Mécanique des fluides, I.
TEISSIER.	T Zoologie.	M ^{me} DUBREIL.	T Mathématiques (Agrégation).
AUGER.	T Physique quantique et relativité.	M ^{me} LELONG.	T Mathématiques, II (E. N. S.).
MONNIER.	T Physiologie générale.	BELLAIR.	T Géologie (S. P. C. N.).
PIVETEAU.	T Paléontologie.	COTTE.	T Physique électricité.
ROCARD.	T Physique (E. N. S.).	DUBOIS J. E.. . . .	T Chimie organique.
CARTAN.	T Mathématiques (E. N. S.).	LAMOTTE.	T Zoologie (E. N. S.).
LAFFITTE.	T Chimie générale.	OLMER.	T Énergétique générale.
N.	T Géométrie supérieure.	GAUTHIER.	T Mécanique appliquée.
COULOMB.	T Physique du globe.	BARCHIEWITZ.	T Chimie physique.
M ^{me} COUSIN.	T Biologie animale (S. P. C. N.).	BROSSEL.	T Physique atomique.
CHRÉTIEN.	T Chimie minérale.	BUSER.	T Physiologie comparée.
BOCQUET.	T Zoologie.	CAMUS.	T Physiologie végétale.
KASTLER.	T Physique (E. N. S.).	CURIEN.	T Minéralographie et cristallographie.
EPHRESSI.	T Génétique.	POSSOMPES.	T Zoologie.
GAUTHERET.	T Biologie végétale (C. P. E. M.).	PULLMANN.	T Chimie quantique.
LUCAS R.	T Recherches physiques.	TEILLAC.	T Physique nucléaire et radioactivité.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	VILLE.	T Économétrie.
MORAND.	T Physique enseignement.	WILLEMART.	T Chimie (C. P. E. M.).
SOLEILLET.	T Physique (C. P. E. M.).	FREYMANN.	T Recherches physiques.
FORTIER.	T Mécanique expérimentale des fluides.	ROLLET.	T Chimie minérale.
DRACH.	T Zoologie.	M ^{me} JOSIEN.	T Chimie (S. P. C. N.).
QUENEY.	T Météorologie et dynamique de l'atmosphère.	CHEVALLEY.	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
GALLIEN.	T Embryologie.	GERMAIN.	T Mécanique théorique des fluides.
EICHHORN.	T Botanique.	LUCAS (G).	T Géologie.
DE CUGNAC.	T Biologie végétale (S. P. C. N.).	ALLARD.	T Chimie physique.
M ^{me} CAUCHOIS.	T Chimie physique.	BERTHELOT.	T Physique des particules fondamentales.
THELLIER.	T Physique du globe.	BRICARD.	T Météorologie.
PONCIN.	T Mécanique générale.	M ^{me} ALBE-FES-	
DUBREIL.	T Arithmétique et théorie des nombres.	SARD.	T Psycho-physiologie.
QUELET.	T Chimie organique.	M. JULIA.	T Étude des molécules naturelles complexes.
CAGNIARD.	T Géophysique appliquée.	MAGAT.	T Physico-chimie des rayonnements.
CHAMPETIER.	T Chimie macromoléculaire.	M ^{me} QUINTIN.	T Electrochimie.
CUVILLIER.	T Micropaléontologie.	MONOD.	T Chimie du métabolisme.
JUNG.	T Géologie.	DE POSSEL.	T Analyse numérique.
TRILLAT.	T Microscopie et diffraction électronique.	CHARLOT.	T Chimie analytique.
WIEMANN.	T Chimie organique et structurale.	CHATELET (M).	T Chimie (C. P. E. M.).
VASSY.	T Physique de l'atmosphère.	MATTLER.	T Physique (S. P. C. N.).
DESTOUCHES.	T Théorie physique.	BOUSSIÈRES.	T Radiochimie.
AMIEL.	T Chimie générale.	M ^{me} COUTURE.	T Thermodynamique et mécanique physique.
HOCART.	T Minéralogie et cristallographie.	FRANC.	T Biologie animale (C. P. E. M.).
MATHIEU J.-P.	T Physique optique.	SCHNELL.	T Botanique tropicale.
COUTEAUX.	T Cytologie.	STOLKOWSKI.	T Physiologie générale.
CHOQUET.	T Théorie des fonctions et topologie.	ACHER.	T Chimie biologique.
FELDMANN.	T Biologie végétale marine.	BAUDOIN.	T Biologie animale (C. P. E. M.).
JOST.	T Physiologie comparée.	BEAUMONT.	T Biologie animale (S. P. C. N.).
FORTET.	T Calcul des probabilités et physique mathématique.	BLAMONT.	T Géophysique ionosphère.
SCHWARTZ.	T Calcul différentiel et intégral.	BOUREAU.	T Botanique.
CHOUARD.	T Physiologie végétale.	CURIE D.	T Physique (M. G. P.).
MALAVARD.	T Aviation (Technique aéronautique).	DURAND-DELGA.	T Géologie.
BRELOT.	T Analyse supérieure.	HELLER.	T Physiologie végétale.
NORMANT.	T Synthèse organique.	TORTRAT.	T Calcul des probabilités.
BENARD.	T Chimie appliquée.	CAILLEUX.	T Géologie (S. P. C. N.).
DUGUE.	T Statistique mathématique.	MAGNAN.	T Physique électricité.
SOULAIRAC.	T Psychophysiologie.	DAUDEL.	T Mécanique ondulatoire.
ULRICH.	T Physiologie végétale appliquée.	M ^{me} FOURCROY.	T Biologie végétale (S. P. C. N.).
KIRRMANN.	T Théories chimiques.	M ^{me} CHOQUET-	
CHADEFAUD.	T Botanique.	BRUHAT.	T Mécanique analytique et mécanique céleste.
M ^{me} LE BRETON.	T Physiologie de la nutrition.	M ^{me} VEIL.	T Physiologie générale.
LELONG.	T Application de l'analyse à la géométrie.	LWOFF.	T Microbiologie.
DEVILLERS.	T Anatomie et histologie comparée.	SIESTRUNK.	T Mécanique physique et expérimentale.
EHRESMANN.	T Topologie algébrique.	CABANNES.	T Mécanique générale.
FRANÇON.	T Physique (S. P. C. N.).	CAIRE.	T Géographie physique et géologie dynamique.
GLANGEAUD.	T Géographie physique et géologie dynamique.	COMOLET.	T Mécanique des fluides.
DODEMENT.	T Mathématiques (M. G. P.).	DELLOUE.	T Physique de l'exosphère.
PISOT.	T Technique mathématique de la physique.	HOUILLOIN.	T Biologie animale (C. P. E. M.).
ROCH.	T Géologie.	OLIVIER.	T Anthropologie.
SCHATZMANN.	T Astrophysique.	SAMUEL.	T Mathématiques (E. N. S. jeunes filles).
TERMIER.	T Géologie générale.	THIRY.	T Mécanique céleste.
ZAMANSKY.	T Mathématiques générales.	ABELÈS.	T Physique (S. P. C. N.).
LENNUIER.	T Physique (M. G. P.).	AMAT.	T Thermodynamique.
ROUTHIER.	T Géologie appliquée.	AUBOIN.	T Géologie.
M ^{me} TONNELAT.	T Physique théorique.	M ^{me} BENOIT-	
DIXMIER.	T Mathématiques (M. P. C.).	GUEUTAL.	T Physique nucléaire et radioactivité.
SOUCHAY.	T Chimie générale.	BOUGIS.	T Biologie marine, Villefranche-sur-mer.
AIGRAIN.	T Electrotechnique.	RIGAUDY.	T Chimie (S. P. C. N.).
BRUSSET.	T Chimie systématique.	COLLONGUES.	T Chimie (C. P. E. M.).
LÉVY.	T Physique théorique des hautes énergies.	DUBERT.	T Biochimie.
		NOZIÈRES.	T Physique générale.

CADIOT. Chimie organique.
 IVANOFF. Océanographie physique.
 FRANÇOIS. Zoologie.
 TALBOT. Génétique chimique.
 M^{me} NOUGAREDE. Botanique.
 BRUHAT. T Mathématiques (M. P. C.).
 FOURNET. Électricité générale.
 DEHEUVEIS. T Mathématiques (propédeutique).
 FURON. T Géologie (S. P. C. N.).
 M^{me} GANS. T Génétique.
 GENÈVES. Biologie végétale (C. P. E. M.).
 HUPÉ. T Pétrographie.
 HOLLANDE. T Biologie générale.
 LIONS. T Analyse numérique.
 MAITTE. T Chimie organique.
 NICOLAS. Géologie appliquée.
 PANIGEL. Biologie générale.
 RAVIER. T Pétrographie.
 MOREL F.. . . . Physiologie comparée.
 ROSEAU. T Mécanique théorique des fluides.
 ROUBINE. T Électronique.
 SILBER. T Chimie (C. P. E. M.).
 UEBERSFELD. T Électronique.
 YVON. T Théories physiques.
 HERVÉ. T Mathématiques.
 M^{me} PECKER-WI-MEL. T Astrophysique.
 BALKANSKY. Physique (M. P. C.).
 LE CORRE. T Électricité.
 NATAF. T Physique nucléaire et radioactivité.
 ÉCHALIER. Biologie animale (P. C. B.).
 BARRAUD. Physique (C. P. E. M.).
 DARS. Géologie structurale et géologie appliquée.
 CAMFORT. T Botanique (agrégation).
 VICHNIEWSKY. T Mécanique industrielle.
 SIGWALT. Chimie (S. P. C. N.).
 BLAQUIÈRE. Électronique.
 BARUCH. Physique propédeutique.
 ARNOUS. T Physique théorique.
 SLONIMSKI. Génétique.

MALLIAVIN. T Mathématiques propédeutique.
 GAUDEMAR. Chimie propédeutique.
 BROUSSE. T Mécanique théorique.
 RÖSCH. T Astronomie.
 GUY. T Physique expérimentale.
 LAZARD. Mathématiques (M. P. C.).
 MOREL Pierre. Physique (M. P. C.).
 ARSAC. Programmation.
 LEFEBVRE. Chimie (M. P. C.).
 BOK. Physique propédeutique.
 CHAPEVILLE. Biochimie.
 BENOIT. Physique (C. P. E. M.).
 RIO. Chimie (C. P. E. M.).
 JAUZEIN. Géologie (E. N. S.).
 PRÉVOST Georges. Biologie végétale (C. P. E. M.).
 FAVARD P.. . . . Biologie animale (C. P. E. M.).
 M^{me} CHARNAUX-COTTON. T Évolution des êtres organisés.
 M^{me} FICINI. Chimie (C. P. E. M.).
 LEQUEUX. Astronomie.
 COHEN-TANNOU'DJI. Physique atomique.
 TAVERNIER. Physique (C. P. E. M.).
 DURAND M.. . . . Biologie animale (S. P. C. N.).
 PASCAUD. Physiologie.
 M^{me} PETIT. Biologie animale (C. P. E. N.).
 CAGNIAC. Physique (agrégation).
 FALK-VAIRANT. Physique nucléaire.
 KRASNER. T Mathématiques.
 BENZECRI. T Statistiques.
 VINH MAU. Physique (M. G. P.).
 DUQUESNES. Physique (C. P. E. M.).
 SCHUTZENBERGER. Programmation.
 TREMILLON. Chimie (M. P. C.).
 FAYARD. Chimie (M. P. C.).
 BUVET. Chimie (C. P. E. M.).
 AUTHIER. Physique (M. P. C.).
 PICINBONO. T Physique (C. P. E. M.).
 BONNEFILLE. Électrotechnique.
 M^{me} PUISEUX-DAO. Biologie végétale.

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN.

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

MANGENOT (G.). T Biologie végétale.
 JACQUINOT (P.). T Optique.
 GUINIER (A.). T Électricité et physique des solides.
 GRIVET (P.). T Électronique.
 BLANC-LAPIERRE (A.). T Accélérateur linéaire.
 L'HÉRITIER (P.). T Génétique des virus.
 LEMÉE (G.). T Écologie végétale.
 MOYSE (A.). T Physiologie végétale.
 DODÉ (M.). T Chimie thermodynamique.
 DENY (J.). T Mathématiques.
 RIVIÈRE (A.). T Géologie générale et sédimentologie.
 MICHEL (A.). T Chimie minérale.
 MAY (R.). T Anatomie comparée.
 DELANGE (H.). T Mathématiques.
 CHAPPELLE (J.). T Physique expérimentale.
 LACOMBE (P.). T Métallurgie.
 BENOIT (P.). T Physiologie générale.
 GUINOCHE (J.). T Biologie végétale (S. P. C. N.).
 NÉRON (A.). T Mathématiques.
 NOZERAN (R.). T Botanique approfondie.
 CASTAING (R.). T Thermodynamique.
 ELLENBERGER (F.). T Géologie structurale.
 LEDERER (E.). T Chimie biologique.
 RIZET (J.). T Génétique.
 LENDER (T.). T Biologie animale (S. P. C. N.).
 POITOU (G.). T Mathématiques.
 FRÉON (P.). T Chimie organique.
 TONNELAT (J.). T Chimie physico-chimique.
 BRUNN Jan. T Géologie historique.
 JEAN (M.). T Physique nucléaire.
 BERGERARD (J.). T Zoologie.
 ROGER (J.). T Paléontologie.
 LEFORT (M.). T Chimie nucléaire.
 LAGARRIGUE (A.). T Physique des hautes énergies.
 JULIEN (J.). T Chimie structurale organique.
 ARNULF (A.). T Optique.
 ROUAULT (M.). T Diffraction électronique.
 MARÉCHAL (A.). T Optique théorique et appliquée.
 MAZET (R.). T Mécanique générale.
 DAVID (S.). T Chimie agrégation.
 GUÉRIN (H.). T Chimie des gaz et des combustibles.
 LESIEUR (L.). T Mathématiques (M. P. C.) et algèbre.
 KOURGANOFF. T Astronomie.
 ARNOULT (P.). T Physique électronique.
 KAHANE (J.-P.). T Mathématiques.

BROCHARD (J.). T Physique propédeutique.
 M^{me} ROIZEN. T Physique (C. P. E. M.).
 BERTIN (F.). T Électronique.
 MALGRANGE (B.). T Mathématiques.
 CORABŒUF (E.). T Physiologie animale.
 FRIEDEL (J.). T Physique des solides.
 CHEVAUGEON (J.). T Cryptogamie.
 MEYER (P.). T Physique théorique et atomique.
 LEHMANN (P.). T Accélérateur linéaire.
 CHABBAL (R.). T Physique propédeutique.
 DELCROIX (J.-M.). T Physique des plasmas.
 CÉRF (J.). T Mathématiques.
 D'ESPAIGNAT (B.). T Physique théorique.
 SCHAEFFER (P.). T Microbiologie.
 DE GENNES (P.). T Physique des solides.
 M^{me} MARTY (N.). Physique propédeutique.
 GOURDIN (M.). Physique théorique.
 PEREZ-Y-JORBA. Physique propédeutique.
 GORENFLOT (E.). Biologie végétale (S. P. C. N.).
 RIOU (M.). Physique nucléaire.
 BROUSSE (R.). Géologie (S. P. C. N.).
 LIORÉ (C.). Physiologie végétale.
 CLAUSER (H.). Chimie biologique.
 JANCOWICZ (B.). Physique atomique.
 LURÇAT (J.). Physique propédeutique.
 LE BÈRE (J.). Entomologie.
 LAVOREL (J.). Biophysique.
 PÉRIO (P.). Physique propédeutique.
 FETIZON (M.). Stéréochimie.
 CHEMLA (M.). Chimie des isotopes.
 MAZIÈRES (C.). Chimie (S. P. C. N.).
 VILKAS (M.). Chimie (C. P. E. M.).
 BLANDIN (A.). Physique des solides.
 BRUN (G.). Génétique.
 MERCOUROFF. Physique agrégation.
 ANDRÉ (J.). Microscopie électronique.
 CHEVALLIER (F.). Physiologie animale.
 M^{me} MARCOU. Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
 BOURDU (R.). Physiologie végétale.
 BERKALOFF (A.). Biologie animale (C. P. E. M.).
 M^{me} LEFORT (M.). Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
 M^{me} LAMBERT. Physique (C. P. E. M.).
 BIZOT (J.-C.). Physique (M. P. C.).
 GUIRAUD (J.-P.). Mécanique.
 LABOUESSE (B.). Chimie (S. P. C. N.).

CHAMP MACROSCOPIQUE DES VITESSES DANS L'ATMOSPHÈRE SOLAIRE, D'APRÈS LES MESURES DE DÉPLACEMENT DES RAIES DE FRAUNHOFER

MEIN Pierre

Institut d'Astrophysique, Paris

RÉSUMÉ. — A l'aide des importants résultats d'observation obtenus par EVANS, MICHARD et coll. (1962-1965), on cherche à préciser la structure du champ macroscopique des vitesses dans l'atmosphère solaire, ainsi que la nature physique des mouvements.

Le premier chapitre de ce travail est consacré à l'étude théorique du transfert du rayonnement dans les raies spectrales qui font l'objet des mesures. La présence d'écarts à l'E. T. L. conduit en particulier à une détermination semi-empirique des températures d'excitation en fonction de l'altitude.

Dans le second chapitre, on cherche comment passer des mesures de déplacement Doppler à la connaissance du champ des vitesses. On suppose ce dernier décomposable en ondes élémentaires; le déplacement s'en déduit par une transformation analogue à un filtrage linéaire. Pour chacune des raies envisagées, on détermine des altitudes de formation effectives pour la phase et l'amplitude des ondes observables. Les déplacements mesurés résultent du lissage des vitesses dans des couches plus ou moins épaisses de l'atmosphère; ce lissage dépend de la longueur d'onde verticale des perturbations; il est décrit quantitativement par l'introduction de « longueurs d'onde caractéristiques », susceptibles d'une application à l'étude de la macro- et de la micro-turbulence.

Le troisième chapitre comporte une étude statistique bidimensionnelle des séquences d'observation mentionnées plus haut. Les résultats sont traduits dans le diagramme diagnostique (fréquence — nombre d'onde sur le disque solaire). Les spectres de puissance obtenus permettent l'étude de l'évolution du champ de vitesses avec l'altitude, en comparaison avec la théorie des ondes. Des ondes évanescentes sont probablement responsables des oscillations de moyenne fréquence ($T \sim 300$ s); le domaine des ondes acoustiques reste sans doute limité aux périodes inférieures à 240 s pour les altitudes envisagées; quant à la présence d'ondes de gravité, elle n'est pas incompatible avec les résultats obtenus pour les perturbations de basse fréquence, bien qu'il semble plus vraisemblable d'attribuer à ces perturbations un caractère convectif.

L'accord avec la théorie des ondes, assez bien réalisé pour l'analyse temporelle, ne l'est pas pour l'analyse spatiale. Par une étude de la localisation des oscillations sur le disque et au cours du temps, le quatrième chapitre en explique peut-être la raison; les ondes seraient soumises à un amortissement important; la structure spatiale du champ de vitesses observé dans la photosphère et la basse chromosphère serait de ce fait imposée par la zone convective sous-jacente.

SUMMARY. — Working with the major observational results obtained by EVANS, MICHARD et al. (1962-1965), we attempt to describe the structure of the macroscopic velocity field in the solar atmosphere, as well as the physical nature of the motion.

The first section deals with the theoretical study of the radiative transfer in the spectral lines which are observed. In particular, the existence of departures from L. T. E. leads to a semi-empirical determination of excitation temperatures as a function of height.

In the section chapter we consider what information the Doppler-shift measurements will give us on the velocity field. We suppose that this field may be decomposed in normal modes; the shift is then deduced by a transformation analogous to a linear filtering. For each line considered, we determine the effective heights of formation for the phase and amplitude of the observable waves. The measured shifts result from the smoothing of the velocities in thicker or thinner

layers of the atmosphere; this smoothing depends on the vertical wavelength of the perturbations; it is described quantitatively by the introduction of "characteristic wavelengths" which may be applied to the study of macro and micro-turbulence.

Section three consists of a two-dimensional statistical study of the above-mentioned observational sequences. The results are given in the diagnostic diagram (frequency — wave number on the solar disk). With the power spectra obtained, the evolution of the velocity field with height may be studied and compared with wave theory. Evanescent (stationary) waves are probably responsible for oscillations of moderate frequency ($T \sim 300$ s); the region of acoustic waves is apparently limited to periods less than 240 s for the heights considered; as far as gravity waves are concerned, their presence is not incompatible with results obtained for low frequency perturbations, although it seems more realistic to treat these perturbations as convective in character.

While the agreement with wave theory is fairly good for the time analysis, this is not the case for the spatial analysis. The reason may be found in section four, where we study the localization of the oscillations on the disk and in time: waves may be subject to considerable damping; thus the spatial structure of the velocity field observed in the photosphere and low chromosphere may well be imposed by the subjacent convective zone.

Резюме. — При помощи важных результатов наблюдений, полученных Evans'ом, Michard'ом и сотр. (1962-65 г), изыскано установить структуру макроскопического поля скоростей в солнечной атмосфере, как и физическую природу движений.

Первая глава этой работы посвящена теоретическому изучению переноса излучения в являющихся предметом измерений спектральных линиях. Наличие отклонений в локальном термодинамическом равновесии приводит, в частности, к полуэмпирическому определению температур возбуждения в зависимости от высоты.

Во второй главе изыскано как перейти от измерений доплеровского смещения к знанию поля скоростей. Это последнее предположено разлагаемым на элементарные волны; смещение выводится преобразованием аналогичным линейной фильтрации. Для каждой из рассматриваемых линий определены действительные высоты образования для фазы и амплитуды наблюдаемых волн. Измеренные смещения происходят от сглаживания скоростей в более или менее толстых слоях атмосферы; это сглаживание зависит от вертикальной длины волны возмущений; количественно оно описано путем введения «характеристической длины волн», могущей быть примененной к излучению макро и микро-турбулентности.

Третья глава содержит двухмерное статистическое изучение упомянутых выше рядов наблюдений.

Результаты выражены в диагностической диаграмме (частотаволновое число на солнечном диске). Полученные мощностные спектры позволяют исследовать изменение поля скоростей с высотой в сравнении с волновой теорией. Рассеивающиеся волны, вероятно, ответственны за среднечастотные колебания ($T \sim 300$ сек); область акустических волн остается, без сомнения, ограниченной периодами меньше 240 сек для рассматриваемых высот; что же касается наличия волн тяготения, оно не несовместимо с полученными результатами для низкочастотных возмущений, хотя, по-видимому, более правдоподобно присваивать этим возмущениям конвективный характер.

Согласие с волновой теорией, довольно хорошо осуществленное для временного анализа, не осуществлено для пространственного анализа. Изучением локализации колебаний на диске и в течение времени четвертая глава объясняет, быть может, этому причину: волны, должно быть, подвергнуты значительному затуханию; пространственная структура наблюдаемого поля скоростей фотосфере и в нижней хромосфере будет из-за этого необходимо определена нижележащей конвективной зоной.

Introduction

Le but de cette étude est de contribuer à la description et à l'interprétation du champ macroscopique des vitesses dans la photosphère et la basse chromosphère solaire. Deux sortes d'observations ont été utilisées jusqu'ici pour atteindre ce champ, toutes deux constituant une cinématographie des déplacements Doppler des raies de Fraunhofer.

La première, utilisée par LEIGHTON *et coll.* (1962), étudie une seule raie sur toute une surface du disque solaire. Elle permet de décrire la structure du champ dans un plan horizontal, mais non la propagation des perturbations en altitude.

La seconde méthode, due à EVANS et MICHARD

(1962), utilise une séquence de spectres à haute dispersion d'un segment de droite découpé sur le disque solaire par la fente du spectrographe. Une anisotropie éventuelle dans le plan horizontal n'est plus alors décelée, mais l'étude simultanée de plusieurs raies nous instruit par contre sur l'évolution des perturbations en altitude.

EVANS, MICHARD et SERVAJEAN nous ont communiqué les résultats de leurs mesures portant sur trois séquences d'observations au centre du disque. L'essentiel du présent travail est consacré à leur interprétation. Lorsque cela s'avère nécessaire, nous nous appuyons sur l'hypothèse de l'isotropie statis-

tique sur le disque, afin de pouvoir donner du champ de vitesses une image à trois dimensions.

Les deux premiers chapitres de cette étude sont consacrés aux relations entre les vitesses réelles et les déplacements Doppler observés. Supposant l'atmosphère au repos, nous déterminons d'abord des profils théoriques. Ce qui nous conduit à étudier de façon semi-empirique quelques cas particuliers d'écarts à l'équilibre thermodynamique local (E. T. L.). Puis, nous introduisons des vitesses verticales et cherchons à les relier simplement aux déplacements tels qu'ils sont définis par les conditions expérimentales des mesures ; en particulier, nous étudions l'affaiblissement qui résulte de l'intégration des vitesses sur la ligne de visée.

Le chapitre suivant a pour objet l'interprétation des mesures en termes d'ondes. L'analyse harmonique à deux dimensions étend les résultats publiés par EVANS, MICHARD et SERVAJEAN (1963) et

EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN (1965) à l'étude de la propagation horizontale. Les résultats sont traduits dans le diagramme diagnostique (k , ω) usuel en hydrodynamique. L'étude simultanée de deux raies nous renseigne sur la propagation verticale et sur l'importance éventuelle des corrections calculées dans la première partie. Dissipation et vitesse de phase ainsi obtenues sont confrontées avec les propriétés attendues des ondes.

La quatrième partie est consacrée à une étude locale : répartition dans l'espace et le temps de la puissance appartenant à un domaine de fréquence donné, corrélation entre divers modes pour l'ensemble d'un échantillon. Cette étude facilite la distinction entre trains d'ondes progressifs, mouvements à structure cellulaire ou oscillations localisées.

Enfin, nous concluons par un résumé de l'information obtenue et une discussion sur la nature physique des perturbations observées.

I. Profils théoriques des raies dans l'atmosphère au repos, écarts à l'E. T. L.

Avant d'étudier les perturbations causées par le champ des vitesses, nous déterminons les paramètres physiques décrivant la formation des raies : population, fonction source, abondance et force d'oscillateur, coefficients d'amortissement. Nous suivons pour cela des voies semi-empiriques : ajustement des largeurs équivalentes ou des profils avec les données d'observation. Pour les problèmes d'écarts à l'E. T. L., divers cas sont envisagés suivant la force des raies étudiées.

1. Modèle solaire.

Nous adoptons le modèle de référence moyen de HEINTZE, HUBENET et DE JAGER (1964). La « micro-turbulence » classique est incluse dans ce modèle ; nous admettons que les inhomogénéités macroscopiques que nous étudierons plus loin affectent peu les profils moyens qui nous servent ici de données observationnelles. L'abondance de l'hélium compatible avec le modèle est voisine de 16 %. L'intensité émergente calculée est légèrement inférieure à l'intensité observée vers 5000 Å, mais assez bonne dans l'infrarouge.

Nous rapportons les altitudes z au point de température minimum ($T_e = 4500$ °K ; $\tau_{5000} \simeq 0,02$). Le bord solaire à 5000 Å se place alors vers $z = 100$ km,

$\tau_{5000} \simeq 0,004$; le bord solaire à 3700 Å, utilisé dans les mesures de ZIRKER (1958), est très voisin.

Dans le cas des raies moyennes ou fortes, nous extrapolons le modèle comme il a été proposé par les auteurs jusqu'à $\log \tau_{5000} = -6,5$. Une extension jusqu'à $\log \tau_{5000} = -7,5$, soit $z \simeq 2600$ km s'est avérée nécessaire pour les calculs du chapitre II relatifs aux raies 8498 et 8542 Ca II ; elle a heureusement peu d'effets sur les profils théoriques, la profondeur optique calculée au centre de la raie la plus forte étant seulement 0,2 vers $z = 1500$ km.

2. Détermination des profils.

Puisque nous n'utilisons que des longueurs d'ondes supérieures à 5000 Å, nous limitons le calcul du coefficient d'absorption continue κ_c à celui de l'hydrogène neutre et de l'ion négatif — expression établie par GINGERICH (1961) — ainsi qu'à une estimation de la diffusion Rayleigh. Dans le cas d'une raie moyenne à laquelle se superpose l'aile d'une raie forte (5174 Ti I et 5173 Mg I), nous ajoutons au coefficient d'absorption continue le coefficient d'absorption dans l'aile de la raie forte, calculé en fonction de l'altitude à la longueur d'onde du centre de la raie moyenne. La population du niveau inférieur de la transition résulte du calcul des fonc-

tions de partition et de l'emploi des lois de Saha-Boltzmann avec des températures qui seront discutées plus loin. Appelons $S_v(T_{\text{exc}})$ et $B_v(T_e)$ les fonc-

tions source dans la raie et dans le continu ; avec les notations usuelles, l'intensité émergente est donnée par

$$(I.1) \quad I_v = \int_0^\infty \frac{\kappa_c B_v(T_e) + \kappa_v S_v(T_{\text{exc}})}{\kappa_c + \kappa_v} \exp\left(-\frac{\tau_c + \tau_v}{\mu}\right) d\left(\frac{\tau_c + \tau_v}{\mu}\right).$$

A chaque profondeur optique, nous remplaçons S_v par une valeur moyenne prise pour l'ensemble du profil.

Nous déterminerons plus loin pour le centre de chaque raie l'altitude z_0 pour laquelle la fonction source est égale à l'intensité émergente. Cette altitude est voisine de l'altitude de profondeur optique unité, mais peut être assez différente de l'altitude de formation définie à l'aide des « courbes de contribution » (EDMONDS *et coll.*, 1965).

3. Coefficients d'amortissement.

Pour l'amortissement par *chocs* avec les atomes d'hydrogène et d'hélium la formule d'approximation hydrogénoïde est utilisée chaque fois que la raie présente des ailes peu développées ; pour les raies fortes au contraire, les ailes théoriques sont ajustées aux profils observés. L'amortissement par *rayonnement* est calculé d'après la valeur « classique » $8\pi^2 e^2 v^2 / 3mc^3$, faute de valeurs sûres pour les probabilités de transition. Enfin, la détermination empirique des ailes des raies fortes nous autorise à négliger l'effet Stark quadratique, relativement faible.

4. Cas particulier ; écarts à l'E. T. L., fonctions sources empiriques.

Considérons successivement les problèmes particuliers que posent les 8 raies sur lesquelles ont porté les mesures.

a) Raies faibles : 5052,16 C I ; 5051,90 Cr I.

Nous supposons l'équilibre thermodynamique local (E. T. L.). Par le calcul d'un élément de courbe de croissance, nous déterminons le produit (abondance $\times$ force d'oscillateur) de manière à ajuster la *largeur équivalente* à la valeur observée.

b) Raies moyennes : 5049,83 et 8514,09 Fe I ; 5173,75 Ti I.

Nous disposons pour chaque raie de deux données d'observation : une valeur assez précise de la *largeur équivalente* W et une valeur approchée de la *profondeur centrale* R_0 . D'autre part, nous trouvons dans la littérature des valeurs de la *force d'oscillateur* gf et de l'*abondance* A de l'élément.

On pourrait songer à ajuster comme précédemment le produit Agf d'après la valeur W . Malheureusement, pour une raie déjà très saturée, celle-ci dépend essentiellement de la fonction source (donc de R_0) et de la vitesse de turbulence adoptée dans le modèle. Nous préférons opérer de la façon suivante : nous choisissons l'abondance d'après MÜLLER et MUTSCHLECHNER (1964) et la force d'oscillateur d'après CORLISS et BOZMAN (1962) ; nous ajustons la fonction source dans la raie grâce à la *largeur équivalente* ; nous vérifions enfin que la *profondeur centrale* obtenue ne s'écarte pas trop de R_0 .

Tous calculs faits, ces écarts, exprimés en pour cent du fond continu, valent respectivement : + 4 % pour 5050 Fe I (Atlas, Utrecht, 1940), — 6 % pour 8514 Fe I (Atlas, Liège, 1963) et 0 % pour 5174 Ti I (DAVID, 1961) ; les valeurs « observées » ont été lues sans corrections sur les documents cités en référence.

c) Raies fortes : 5172,70 Mg I ; 8498,06 et 8542,13 Ca II.

Nous disposons ici de bons *profils* expérimentaux : enregistrements qui nous ont été communiqués par DAVID (1961) pour la raie de Mg I, profils publiés par CIMINO (1953) pour les raies de Ca II. D'autre part, ZIRKER (1958) a déduit des mesures d'éclipse des *altitudes de formation* du centre de ces raies.

Nous déterminons les températures d'excitation de la façon suivante : nous imposons le raccord avec la température électronique vers $\tau_{5000} = 1$, et nous réalisons la coïncidence en trois points des profils expérimentaux et théoriques (fig. 1).

Les forces d'oscillateur adoptées résultent d'un compromis : nous les choisissons assez voisines des valeurs proposées par CORLISS et BOZMAN et par ALLEN (tableau I), de telle sorte que les altitudes de formation ne s'écartent pas trop des altitudes indiquées par ZIRKER, et que le coefficient d'amortissement à adopter pour représenter les ailes n'excède pas 3 fois la valeur « hydrogénoïde », ce qui semble raisonnable d'après les conclusions de WEIDEMANN (1955).

Le choix des températures à introduire dans les lois de Saha-Boltzmann doit être discuté séparément pour les deux éléments.

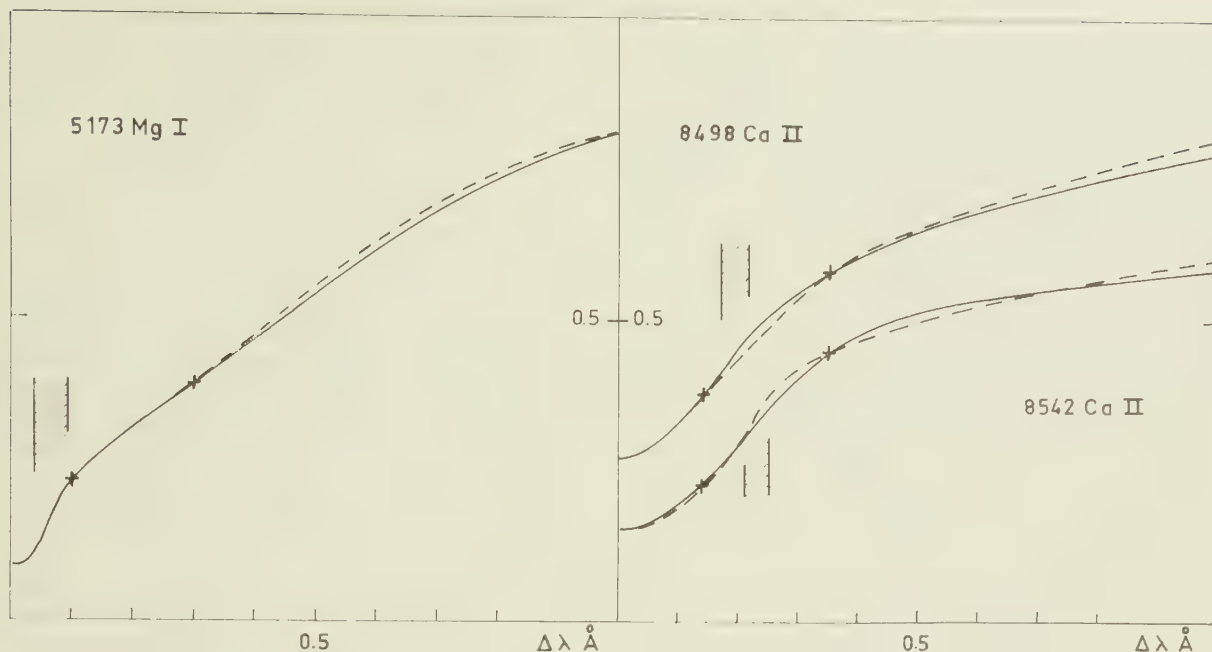


FIG. 1. — Profils expérimentaux d'après DAVID (5173 Mg I) et CIMINO (8498 et 8542 Ca II) ; en traits discontinus, profils théoriques obtenus ; la coïncidence est réalisée aux points marqués d'une croix. Les régions hachurées correspondent aux positions moyennes de la fente d'exploration dans les mesures de déplacement (EVANS, MICHARD, 1963).

Raie de Mg I : Notons n_1, n_2, n_3 et n_i les populations des niveaux 3S, 3P, 4S et de l'ion Mg II ; soient g_1, g_2, g_3 et u_i les poids statistiques et sommes d'états correspondants ; les potentiels d'excitation et d'ionisation sont respectivement 0 ; 2,70 ; 5,09 et 7,64 V. ATHAY et HOUSE (1962) ont montré que, de façon assez générale, la température électronique règle le rapport n_2/n_1 (transition interdite) : elle

doit donc être conservée dans l'équation de Boltzmann ; posons $\theta_e = 5040/T_e$, T_e = température électronique ; il vient

$$(I.2) \quad \log (g_2 n_1 / g_1 n_2) = 2,70 \theta_e.$$

D'autre part, le coefficient b calculé pour le niveau 3 est voisin de l'unité ; avec les notations usuelles :

$$(I.3) \quad \log (u_i n_3 / g_3 n_i) = \log [h^3 N_e / 2(2\pi m_e k T_e)^{3/2}] + (7,64 - 5,09) \theta_e.$$

Enfin, la température d'excitation étant déterminée empiriquement, nous pouvons compléter le système par l'équation :

$$(I.4) \quad \log (g_3 n_2 / g_2 n_3) = (5,09 - 2,70) \theta_{\text{exc}}$$

où $\theta_{\text{exc}} = 5040/T_{\text{exc}}$, T_{exc} = température d'excitation. L'atome Mg I étant principalement à l'état fondamental, on voit que l'équilibre d'ionisation peut être calculé avec l'équation de Saha dans laquelle s'introduit une température $T_s = 5040/\theta_s$ définie par la relation

$$(I.5) \quad 7,64 \theta_s = 5,25 \theta_e + 2,39 \theta_{\text{exc}}.$$

Raies de Ca II : Le calcium est presque entièrement à l'état ionisé, et la température introduite dans la loi de Saha a peu d'influence sur le calcul

de la population du niveau inférieur de la transition. Nous appliquons la loi de Boltzmann avec la température électronique, d'après les remarques suivantes :

Aux basses altitudes ($z < 500$ km), les raies du triplet infrarouge présentent une grande opacité (ATHAY et ZIRKER, 1962).

Aux altitudes plus grandes, nous pouvons écrire l'équation suivante entre les inverses des températures :

$$(I.6) \quad 1,69 \theta_{12} \simeq 3,14 \theta_{\text{HK}} - 1,45 \theta_{\text{exc}}$$

relation dans laquelle θ_{12} règle le rapport des populations du niveau fondamental et du niveau de départ, θ_{HK} et θ_{exc} sont relatives à l'excitation des raies H et K d'une part, et du triplet infrarouge d'autre part. Nous déterminons empiriquement θ_{exc}

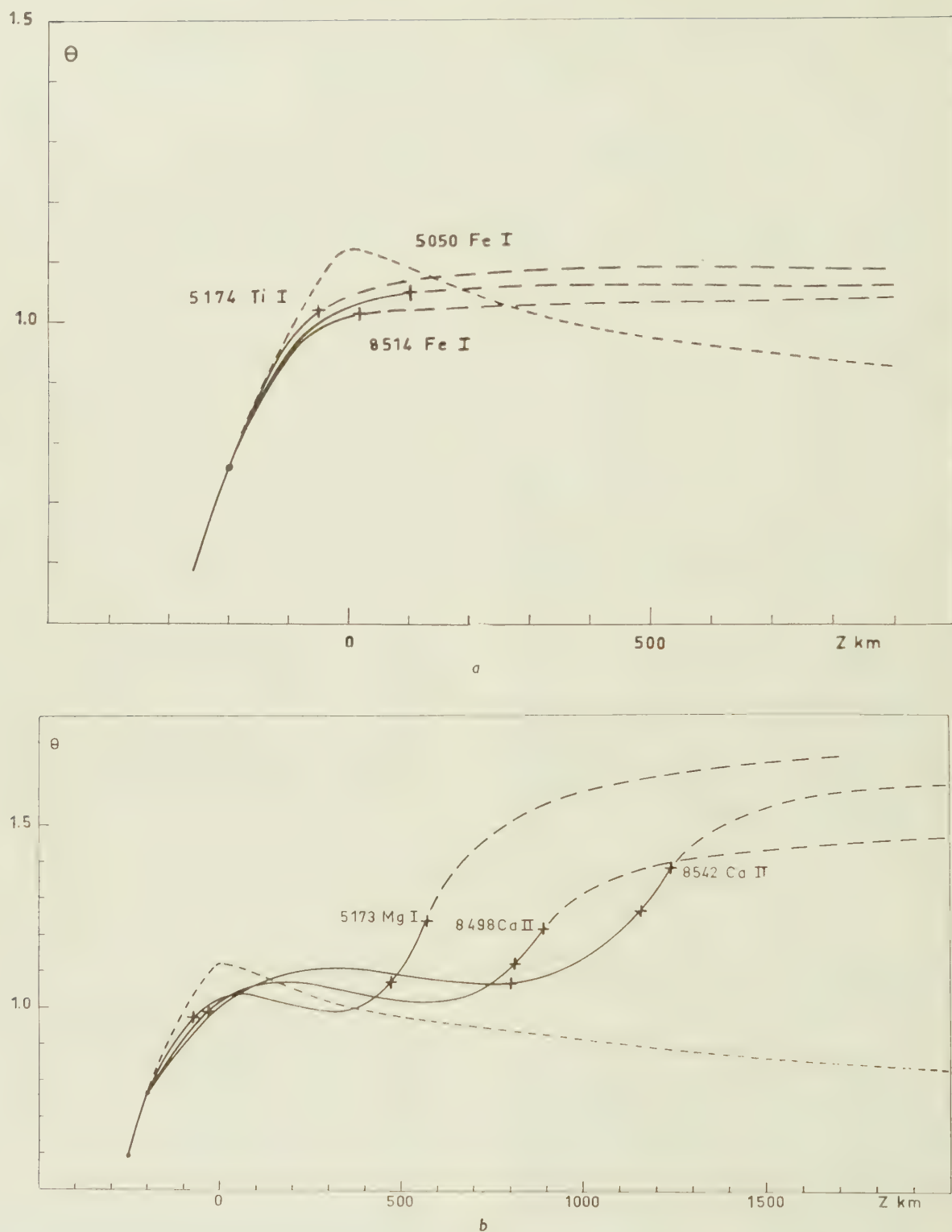


FIG. 2. — Courbes de température ($\theta = 5040/T$) en fonction de l'altitude. En trait pointillé, température électronique du modèle ; en trait continu, température d'excitation. Les croix indiquent les points utilisés pour l'ajustement de la fonction source dans le cas des raies fortes (diagramme b).

(fig. 1). Nous pouvons estimer θ_{HK} par une interpolation linéaire entre les points ($z = 500$ km ; $\theta_{HK} = \theta_e$) et ($z = 2000$ km, $\theta_{HK} = 1,25$).

La fonction θ_{12} qui s'en déduit est voisine de la fonction θ_e du modèle.

5. Calculs numériques ; fonctions $\theta_{exc}(z)$.

Afin de permettre l'emploi de la formule de Simpson pour les intégrations de type (I.1), nous dédoublons chaque couche du modèle solaire de HEINTZE, HUBENET et DE JAGER en couches de même masse, aboutissant ainsi à 60 couches pour les profondeurs optiques continues supérieures à 10^{-4} . Les interpolations sont effectuées grâce à une formule de Lagrange. Le nombre des couches est porté à 100, 140 ou 160 pour l'étude des raies moyennes et fortes qui nécessitent une plus grande extension en altitude.

Les profils des raies sont déterminés par 15 de leurs points ; en chaque point et à chaque altitude, les coefficients d'absorption sont calculés par un développement au 3^e ordre de la fonction de Hjerting. Pour le calcul des largeurs équivalentes, on suppose que les ailes suivent une loi de la forme $\Delta\lambda^{-2}$ au-delà du dernier point calculé ($\Delta\lambda =$ distance en longueur d'onde au centre de la raie).

Examinons rapidement les solutions apportées aux problèmes particuliers :

a) *Raies faibles* : Le programme calcule par itération le produit (abondance $\times$ force d'oscillateur) correspondant à la largeur équivalente donnée.

b) *Raies moyennes* : La forme analytique de la fonction « température d'excitation » $T_{exc}(z)$ est choisie de façon que celle-ci approche la température électronique aux basses altitudes, et tende rapidement vers sa valeur limite aux altitudes élevées. Nous adoptons l'expression

$$(I.7) \quad \theta_{exc}(z) = 5040/T_{exc}(z) = \theta_{\infty} - B \exp(-Cz)$$

θ_{∞} , B et C étant tels que le raccordement avec la température électronique s'effectue pour fonctions et dérivées vers $\tau_{5000} = 1$. Ces deux conditions sont complétées par l'ajustement de la largeur équivalente calculée à la largeur équivalente observée.

La figure 2a indique les diverses fonctions utilisées ; on y remarque que température électronique et température d'excitation restent voisines sur un grand intervalle, ce qui semble justifier l'intérêt de la forme (I.7).

c) *Raies fortes* : La formule d'interpolation adoptée pour $\theta_{exc}(z)$ est un polynôme du 3^e degré aux altitudes inférieures à l'altitude z_0 définie au para-

graphe 2 ; au-delà, les valeurs choisies ont peu d'influence sur le profil calculé ; nous adoptons arbitrairement la valeur que prend le polynôme en $z_0 + [H^{-1} + (z - z_0)^{-1}]^{-1}$, H étant l'échelle de hauteur évaluée en moyenne à 150 km (fig. 2b). Le raccord avec la température électronique imposée vers $\tau_{5000} = 1$ détermine l'un des 4 paramètres dont dépend le polynôme $\theta_{exc}(z)$. Les 3 autres sont ajustés de manière à réaliser la coïncidence des profils calculés et observés en 3 longueurs d'onde particulières. Le programme se déroule de la façon suivante : un premier profil est calculé à partir d'une fonction $\theta_{exc}(z)$ linéaire ; puis sont déterminées les 3 altitudes pour lesquelles la fonction source dans la raie est égale à l'intensité émergente calculée aux 3 longueurs d'onde envisagées plus haut ; le calcul reprend avec, pour nouvelle température d'excitation, la fonction de 3^e degré qui prend à ces altitudes les valeurs des 3 intensités émergentes observées : l'itération continue jusqu'à convergence. Nous vérifions sur la figure 2b que les températures d'excitation obtenues restent assez voisines de la température électronique aux petites valeurs de z , notamment pour les deux raies du triplet infrarouge de Ca II.

6. Résultats, précision des altitudes de formation.

Le tableau I rassemble les paramètres relatifs aux diverses raies : la longueur d'onde λ en Å, l'ion intéressé, le potentiel d'excitation χ_{exc} , la largeur équivalente W (Utrecht, 1960), l'abondance A. (Résultats de GOLDBERG, MÜLLER, ALLER améliorés par ZWAAN (1962) et déterminations de MÜLLER et MUTSCHLECHNER d'après les forces d'oscillateur de CORLISS et BOZMAN (1964)), les forces d'oscillateur gf d'après CORLISS et BOZMAN (1962) et ALLEN (1962), les altitudes de formation z^* proposées par ZIRKER (1958) et ramenées à notre échelle d'altitude. Notons que ces altitudes seraient à majorer (300 km au moins) si nous voulions concilier notre modèle et les déterminations de densité d'hydrogène effectuées par ZIRKER.

Dans les trois dernières colonnes figurent les éléments adoptés dans notre calcul : force d'oscillateur, coefficient d'amortissement par choc (pour 10^8 atomes d'hydrogène par cm^3), et enfin altitude z_0 définie par l'égalité de la fonction source et de l'intensité centrale.

Les altitudes que nous affecterons plus loin aux mesures de vitesse sont liées aux altitudes z_0 ; il est donc important de connaître la précision avec laquelle celles-ci sont obtenues. Nous savons qu'elles dépendent principalement du produit $A \times gf$: une

TABLEAU I

RAIE	χ_{exc}	W	log A		log gf		z^*	log gf	γ_c	z_0
	V	Å	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)		$\times 10^8$	km
5052,16 C I	7,65	0,040		8,62				— 1,39		— 160
5051,90 Cr I	0,94	0,020	5,07		— 2,65			— 2,50		— 165
5049,83 Fe I	2,27	0,135	6,70		— 0,98			— 0,98		+ 100
8514,08 Fe I	2,19	0,108	6,70		— 1,71			— 1,71		+ 20
5173,75 Ti I	0	0,067	4,58		— 1,06			— 1,06		— 50
5172,70 Mg I	2,70			7,36	+ 0,15	— 0,46	300	— 0,30	5,8	+ 570
8498,06 Ca II	1,69		6,31		— 2,22	— 1,35	700	— 1,55	4	+ 890
8542,13 Ca II	1,69		6,31		— 1,29	— 0,40	1000	— 0,60	4	+ 1240

⁽¹⁾ MÜLLER et MUTSCHLECHNER, 1964 ;

⁽²⁾ ZWAAN, 1962 ;

⁽³⁾ CORLISS et BOZMAN, 1962 ;

⁽⁴⁾ ALLEN, 1962 ;

⁽⁵⁾ ZIRKER, 1958.

erreur d'un facteur e sur ce produit entraîne sur z_0 une erreur pouvant atteindre une échelle de hauteur, soit $\Delta z_0 \simeq 100$ à 150 km, si l'absorption dans la raie est grande devant l'absorption continue.

Dans le cas des raies faibles, l'erreur relative est à peu près la même sur Agf et sur W ; il semble que Δz_0 n'excède pas 20 km.

Pour les raies moyennes, l'erreur sur gf peut être importante : un facteur 3 entraîne $\Delta z_0 \simeq 120$ km.

Dans le cas des raies fortes, les incertitudes relatives au traitement des écarts à l'E. T. L. et à l'emploi d'un modèle « moyen » s'ajoutent à l'imprécision portant sur gf . Une erreur de 200 km est possible.

Notons ici l'intérêt particulier des raies du triplet de Ca II : la connaissance du rapport des forces d'oscillateur permet d'obtenir avec une bonne précision la différence des altitudes de formation.

II. Relation entre vitesses et déplacements Doppler.

Domaine des inhomogénéités « macroscopiques ».

1. Nature de la relation, paramètres et fonctions caractéristiques.

Supposons l'atmosphère solaire traversée par une onde de vitesse, de fréquence donnée et d'amplitude variable avec l'altitude. Le déplacement Doppler défini plus haut pour une raie de Fraunhofer est une fonction périodique du temps et de même fréquence. Si la distorsion est négligeable, nous appellerons « altitude de formation de la phase » l'altitude à laquelle la vitesse est en phase avec le déplacement observé. Puisque ce déplacement résulte de l'intégration des vitesses dans les couches atmosphériques où se forme la raie, on conçoit que son amplitude soit sensible à la longueur d'onde verti-

cale des fluctuations de vitesse. Nous définirons donc une « altitude de formation de l'amplitude aux grandes longueurs d'onde », altitude à laquelle l'amplitude d'une onde de grande longueur atteint la vitesse qui correspond à l'amplitude du déplacement ; puis nous décrirons l'affaiblissement dû à l'intégration des vitesses sur la ligne de visée par un « gain en puissance » fonction de la longueur d'onde.

Plus généralement, supposons l'atmosphère solaire perturbée par des ondes de vitesse, planes et parallèles, progressives ou stationnaires, éventuellement amorties, dont la vitesse de phase ne dépend pas de l'altitude. A l'instant t et au point d'altitude z , la vitesse verticale peut être décomposée en termes de la forme

$$(II.1) \quad v(t, z) = f(\omega + i\beta, -k_z + i\alpha/H) \times \exp [i(\omega t - k_z z) - \beta t - \alpha z/H]$$

expression dans laquelle f est une fonction complexe des variables complexes $-k_z + i\alpha/H$ (nombre d'onde vertical) et $\omega + i\beta$ (pulsation); H peut représenter l'échelle de hauteur dans le cas d'une atmosphère isotherme, les ondes progressives sans dissipation étant alors caractérisées par $\alpha = 1/2$.

L'intensité émergente en chaque point du profil d'une raie est fonction de $\nu(t, z)$ par l'intermédiaire de la fonction source et du coefficient d'absorption. Nous verrons plus loin que les mesures de déplacement Doppler cherchent à éliminer les variations d'intensité pouvant affecter simultanément les deux ailes de la raie, et provenant essentiellement des variations de température et de pression. Ceci motive la principale *approximation* utilisée dans cette étude : nous supposons le modèle, la tempé-

rature, la population des niveaux et la fonction source indépendants du temps; seul est pris en considération à chaque altitude, le déplacement en longueur d'onde du coefficient d'absorption.

Dans cette hypothèse, on peut s'attendre à ce que, pour de petites amplitudes, le déplacement mesuré soit une moyenne de $\nu(t, z) \times \lambda/c$ pondérée par une fonction $P(z)$ ne dépendant que de l'altitude (λ longueur d'onde de la raie, c vitesse de la lumière). Choisissons une altitude de référence z_1 ; après intégration sur la variable z , nous pouvons écrire le déplacement sous la forme

$$(II.2) \quad d(t) = \frac{\lambda}{c} \nu(t, z_1) \times g_{z_1}(k_z, \alpha) \exp [i\varphi_{z_1}(k_z, \alpha)]$$

avec

$$(II.3) \quad g_{z_1}(k_z, \alpha) \exp [i\varphi_{z_1}(k_z, \alpha)] \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \exp [(z_1 - z) \times (ik_z + \alpha/H)] \times P(z) dz.$$

Si $(-k_z + i\alpha/H)$ ne dépendait que de $(\omega + i\beta)$, le déplacement Doppler se déduirait sensiblement par filtrage linéaire de la fonction vitesse à l'altitude z_1 . Par extension, nous conserverons le terme « gain » pour désigner la quantité $g_{z_1} \times \exp (i\varphi_{z_1})$.

Pour chaque valeur de α , nous appellerons *altitude de formation de la phase* $z_\varphi(k_z)$ l'altitude de référence pour laquelle $\varphi = 0$, *altitude de formation de l'amplitude aux grandes longueurs d'onde* z_a l'altitude pour laquelle $g = 1$ quand $k_z \rightarrow 0$, et *gain en puissance* $g_{z_a}^2(k_z)$ le carré du module du gain relatif à l'altitude z_a . Notons que dans le cas particulier d'ondes planes horizontales (k_z et α fonction connues de ω), on obtient pour chaque fréquence la densité spectrale d'énergie à l'altitude z en divisant simplement par le gain en puissance $g_a^2(k_z)$ la densité spectrale « observée » (spectre de $c \times d(t)/\lambda$). Nous appelons *paramètres et fonctions caractéristiques* de la transformation $\nu(t, z) \rightarrow d(t)$ le nombre z_a et les deux fonctions $g_{z_a}^2(k_z)$ et $z_\varphi(k_z)$; ils ne dépendent que de α tant que les vitesses sont de faible amplitude.

Pour une onde donnée de pulsation ω , appelons c_ω et $c_{n\omega}$ (n entier > 0) les amplitudes du fondamental et de l'harmonique de pulsation $n\omega$, dans la décomposition de Fourier du déplacement Doppler $d(t)$. Avec l'approximation envisagée plus haut, $c_{n\omega}$ est nul pour n pair. La *distorsion* peut être représentée par la racine carrée du rapport entre la puissance totale moyenne des divers harmoniques et celle du fondamental. Nous utiliserons l'expression appro-

$$(II.4) \quad \varepsilon \simeq \frac{(c_{3\omega}^2 + c_{5\omega}^2)^{1/2}}{c_\omega}.$$

L'étude de la distorsion, et celle de la variation des paramètres et fonctions caractéristiques avec l'amplitude des ondes, permet de contrôler la *linéarité* de la transformation $\nu \rightarrow d$.

2. Deux types de mesures, deux définitions du déplacement Doppler.

L'observation fournit des profils de raie pour une série d'instantanés t et pour tous les points du Soleil dont l'image se forme sur la fente du spectrographe. Nous notons x l'abscisse comptée sur le disque parallèlement à la fente. Les mesures que nous avons en vue ont été effectuées par EVANS, MICHARD *et coll.* suivant deux méthodes différentes.

La plus récente a été employée pour les raies 5052,16 C I, 5051,90 Cr I et 5049,83 Fe I (film 725). Elle utilise le « *lambdamètre* » dont le fonctionnement a été décrit par CHARVIN *et coll.* (1962). L'appareil explore deux portions de profil de largeur δ , distantes en longueur d'onde de la quantité fixe $2 \times \Delta\lambda$ (fig. 3). Un servo-mécanisme déplace les régions explorées de manière à réaliser, quel que soit x , l'égalité des flux lumineux transmis par le film. Le déplacement est enregistré et rapporté à une certaine position moyenne.

Les raies 5172,70 Mg I, 5173,75 Ti I (film 471) ainsi que 8514 Fe I, 8498 et 8542 Ca II (film 568), ont été dépouillées avec un simple *microphotomètre* à deux fentes. Les deux régions de largeur δ distantes de $2 \times \Delta\lambda$ restent fixes en longueur d'onde et centrées sur leur position moyenne. L'appareil mesure la différence des flux transmis par le film.

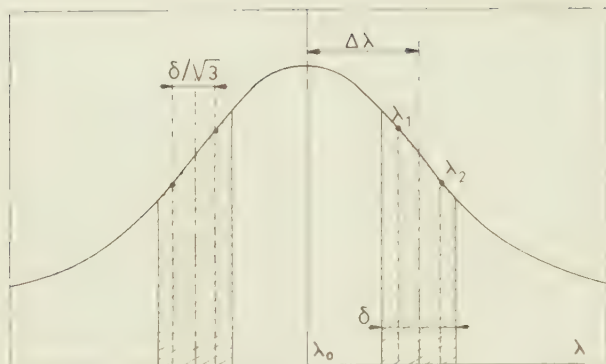


FIG. 3. — Transmission du film en fonction de la longueur d'onde pour le profil instantané d'une raie. Le « lambda-mètre » réalise constamment l'égalité des aires hachurées, le microphotomètre mesure leur différence.

Un étalonnage permet d'en déduire le déplacement Doppler, supposé proportionnel à celle-ci. Cette méthode ne s'applique bien qu'au voisinage du point d'inflexion du profil. De plus, lorsque la raie est fortement déplacée, les régions explorées côté rouge et côté violet sont formées en moyenne à des altitudes très différentes de l'atmosphère solaire.

Notons que la turbulence atmosphérique, le pouvoir séparateur fini de l'instrument et le grain du film ont un double effet de *lissage* en distance sur le disque solaire et en longueur d'onde. Nous reviendrons au chapitre III sur le premier aspect de cet effet ; nous négligerons le second, qui équivaut grossièrement à augmenter δ .

Considérons enfin le cas d'une raie formée dans un courant de matière dont la vitesse verticale serait constante et indépendante de l'altitude ; supposons de plus que les températures et les pressions, s'écartant du modèle moyen, altèrent *symétriquement* le profil déplacé de la raie. Le déplacement Doppler mesuré avec le « lambda-mètre » est insensible à ces altérations ; il en est de même du déplacement mesuré avec le microphotomètre à la condition que la vitesse soit faible et que la pente du profil soit inchangée dans les régions explorées. Cette remarque donne un sens à l'approximation mentionnée au paragraphe 1.

3. Détermination des paramètres et fonctions caractéristiques.

EVANS, MICHARD et SERVAJEAN ont montré (1963) que la croissance en altitude de l'amplitude des ondes de vitesse variait avec la fréquence. En affectant sans corrections aux altitudes de formation trouvées pour les diverses raies, les valeurs quadratiques moyennes de l'amplitude $a(\rho)$ déterminées par ces auteurs, nous verrons *a posteriori* (fig. 5) que

celles-ci vérifient grossièrement les relations suivantes :

a) Pour des fréquences moyennes

$$(235 < 2\pi/\omega < 365 \text{ s}) :$$

$$(II.5) \quad a_1(\rho) = 0,25 \times (\rho/\rho_0)^{-0,07} \text{ km s}^{-1}.$$

b) Pour des hautes fréquences

$$(120 < 2\pi/\omega < 175 \text{ s}) :$$

$$(II.6) \quad a_2(\rho) = 0,06 \times (\rho/\rho_0)^{-0,20} \text{ km s}^{-1}$$

ρ étant la densité moyenne du fluide à l'altitude z , ρ_0 sa valeur en $z = 0$. L'emploi de la variable (ρ/ρ_0) au lieu de $\exp(-z/H)$ permet de mieux rendre compte d'un léger gradient de température.

Pour chaque raie, nous déterminons les paramètres et fonctions caractéristiques relatifs à des ondes non amorties au cours du temps et d'amplitudes $a_1(\rho)$, $a_2(\rho)$ et $4a_1(\rho)$; la dernière détermination permet de contrôler la linéarité de la transformation $\nu \rightarrow d$ jusqu'à des amplitudes élevées de la vitesse.

Notons l'importance des couches extérieures de l'atmosphère solaire dans ces déterminations, surtout pour la plus grande des deux valeurs de α (cas b). Une bonne précision implique donc une grande extension du modèle en altitude : pour chaque raie, nous nous sommes assurés de ce que l'épaisseur optique des couches négligées restait faible, probablement inférieure à 10^{-3} ; dans le cas de 8542 Ca II toutefois, l'extrapolation incertaine du modèle jusqu'à de grandes altitudes peut être une source d'erreurs.

4. Calculs numériques.

Nous supposons que le profil d'une raie peut être représenté par une fonction de degré 3 dans les régions utilisées pour les mesures. Nous remplaçons le flux transmis par une portion de film de largeur δ par la demi-somme des intensités solaires, calculées en deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 , telles que $\lambda_2 - \lambda_1 = \delta/\sqrt{3}$ (fig. 3).

L'approximation est bonne dans le cas des dépouillements effectués avec le « lambda-mètre », puisqu'il s'agit seulement de vérifier l'égalité de deux flux. Elle l'est moins dans le cas de dépouillements effectués avec le microphotomètre ; mais les erreurs introduites n'interviennent qu'aux grandes vitesses, alors que la méthode de mesure est elle-même approchée ; de plus, nous ne disposons pas de très bonnes calibrations pour améliorer les résultats.

Pour chaque raie, nous simulons des ondes de

vitesse, par déplacement Doppler du coefficient d'absorption, correspondant aux trois amplitudes $a_1(\rho)$, $a_2(\rho)$, $4a_1(\rho)$ et à des nombres d'onde k_z variés. Dans chaque cas, nous calculons la fonction $d(t)$ en 15 points distants de $2\pi/30\omega$. Le programme opère par itération dans le cas des raies dépouillées avec le « lambdamètre », jusqu'à réaliser l'égalité des flux, côté rouge et côté violet ; pour les raies dépouillées avec le microphotomètre, il compare la différence des flux obtenus dans les deux bandes fixes de largeur δ , à la différence qui résulterait d'une vitesse constante en altitude et égale à la vitesse quadratique moyenne observée (notée $\xi/\sqrt{2}$). La décomposition de Fourier de la fonction $d(t)$ permet de connaître les amplitudes du fondamental et des premiers harmoniques (c_ω , $c_{3\omega}$, $c_{5\omega}$) ainsi que l'altitude de formation de la phase z_ϕ . L'altitude de formation de l'amplitude z_a et le gain en puissance $g^2_a(k_z)$ sont déduits de l'ensemble des coefficients c_ω qui correspondent aux fonctions $d(t)$ relatives à divers nombres d'onde k_z .

5. Résultats ; domaine des inhomogénéités « macroscopiques ».

La figure 4 illustre les résultats obtenus dans le cas de la raie 5049,83 Fe I. Les courbes en trait plein correspondent aux ondes d'amplitude $a_1(\rho)$,

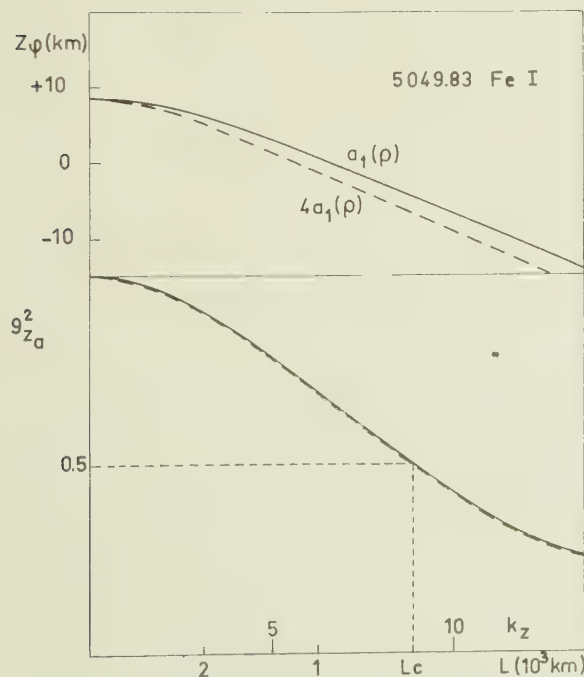


FIG. 4. — Raie 5049,83 Fe I. Altitude de formation de la phase z_ϕ et gain en puissance g^2_a en fonction du nombre vertical k_z . Les courbes sont tracées pour les amplitudes $a_1(\rho) = 0,25 (\rho/\rho_0)^{-0,07} \text{ km s}^{-1}$ (trait continu) et $4a_1(\rho) = (\rho/\rho_0)^{-0,07} \text{ km s}^{-1}$ (trait discontinu).

les courbes en trait discontinu aux ondes d'amplitude $4a_1(\rho)$; on voit que les écarts sont assez faibles. D'autre part, la distorsion reste inférieure à 3 % tant que la longueur d'onde verticale L est supérieure à 500 km. Or, les vitesses de phase verticales que l'on peut déduire des mesures d'EVANS, MICHARD et SERVAJEAN, sont généralement supérieures à 10 km/s, ce qui place les observations dans la région des longueurs d'onde $L > 1000 \text{ km}$. La linéarité de la transformation $v(t, z) \rightarrow d(t)$ semble donc assurée dans le domaine observationnel. Ce résultat reste valable pour toutes les raies, avec une moindre précision toutefois pour les raies fortes.

L'altitude de formation de la phase décroît lorsque k_z augmente, la décroissance restant faible tant que le gain en puissance $g^2(k_z)$ reste proche de l'unité. Cette propriété, vérifiée dans tous les cas, nous conduira désormais à remplacer la fonction $z_\phi(k_z)$ par sa valeur à l'origine, notée simplement z_ϕ .

Les gains en puissance $g^2(k_z)$ correspondent à des altitudes de formation z_a voisines de $+10 \text{ km}$, donc situées environ 90 km au-dessous de l'altitude z_0 déterminée au chapitre I.

Il est possible de représenter simplement ces fonctions par l'expression

$$(II.7) \quad g^2(k_z) \simeq 2^{-(k_z/k_c)^2}$$

k_c correspondant à une longueur d'onde caractéristique $L_c = 2\pi/k_c$. L'erreur absolue n'excède pas 0,03 pour $g^2 > 0,4$. Elle est suffisamment faible dans le cas des autres raies pour permettre de généraliser l'emploi de cette expression.

L'introduction du paramètre L_c nous semble se justifier pour une autre raison. Avec un modèle quelque peu différent, et dans l'hypothèse de dépouillements effectués au « lambdamètre » avec des fentes infiniment fines ($\delta = 0$), nous avons déterminé antérieurement pour la raie 8514 Fe I (MEIN, 1964) les valeurs L_c correspondant à diverses valeurs $2 \times \Delta\lambda$ de l'écartement de ces fentes ; elles diffèrent peu les unes des autres. Nous avons étudié d'autre part l'accroissement relatif de largeur équivalente résultant du passage d'une onde, accroissement qui varie en sens inverse des fonctions $g^2(k_z)$ obtenues pour les diverses valeurs de $\Delta\lambda$; nous avons trouvé qu'il atteint la moitié de sa valeur maximum pour une longueur d'onde très voisine des valeurs précédentes. Il est possible que la propriété soit générale : les longueurs d'onde L_c permettraient alors, non seulement de limiter le domaine des inhomogénéités macroscopiques étudiées ici, mais encore de séparer *micro-* et *macro-turbulence*,

telles qu'elles sont définies habituellement à partir des largeurs équivalentes.

Le tableau II rassemble les résultats relatifs aux diverses raies. Dans les 4 premières colonnes figurent la longueur d'onde λ , les paramètres $\Delta\lambda$ et δ caractérisant la mesure, et la valeur quadratique moyenne de l'amplitude observée $\xi = \sqrt{2\rho^2}$ en km/s. Les 9 colonnes suivantes contiennent les paramètres caractéristiques obtenus pour des ondes d'amplitudes $a_1(\rho)$, $a_2(\rho)$ puis $4a_1(\rho)$; ils sont exprimés en km. Dans la dernière colonne nous avons porté la distorsion ε_0 relative à une onde d'amplitude $4a_1(\rho)$ et de longueur d'onde infinie; comme on pouvait le prévoir, ε_0 est nulle dans le cas des dépouillements effectués au lambdamètre. Notons que la distorsion reste inférieure à 5 % dans tous les cas envisagés, pour $k_s < k_c$.

On peut remarquer que les altitudes de formation de la phase et de l'amplitude sont toujours assez voisines, ceci d'autant plus que l'amplitude est plus faible; elles augmentent en général légèrement avec α . Une comparaison est possible par ailleurs entre les valeurs trouvées pour z_a et les altitudes auxquelles se placent les maximums des « courbes de contribution » publiées par EDMONDS *et coll.* (1965) pour les trois premières raies. Après réduction à notre échelle d'altitudes, celles-ci valent respectivement — 180, — 70 et — 40 km. Dans le cas de 8542 Ca II, remarquons la sensibilité de l'altitude z_a aux valeurs de l'amplitude, due probablement à la courbure du profil de la raie.

Compte tenu des fréquences et des vitesses de phase déduites de l'observation, nous verrons au chapitre III que les longueurs d'ondes verticales apparaissent souvent supérieures à L_c , sauf peut-être pour les trois dernières raies, formées dans des

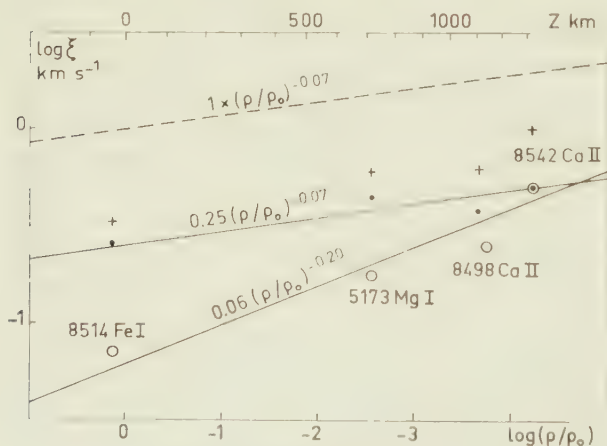


FIG. 5. — Amplitudes moyennes observées en fonction de la densité aux altitudes de formation z_a , pour l'énergie totale (croix), pour des fréquences moyennes (points) et pour des hautes fréquences (cercles). Les droites tracées représentent les 3 fonctions choisies pour $a(\rho)$.

TABLEAU II

λ	ξ	δ	$\Delta\lambda$	$a(\rho) =$			$0,06 (\rho/\rho_0)^{-0,20}$			$1 \times (\rho/\rho_0)^{-0,07}$			ε_0
				z_ϕ	z_a	L_c	z_ϕ	z_a	L_c	z_ϕ	z_a	L_c	
(1)	5052,16	C I	0,044	—	460	260	—	155	260	460	160	250	0
	5051,90	Cr I	0,024	—	70	530	—	65	540	70	70	520	0
	5049,83	Fe I	0,060	—	10	710	—	45	750	10	40	710	0
(2)	8514,08	Fe I	0,064	—	35	620	—	30	650	35	50	690	0,02
	5173,75	Ti I	0,039	—	45	600	—	35	640	45	425	610	0,02
	5172,70	Mg I	0,066	—	720	1030	—	720	1180	720	630	1040	0,01
	8498,06	Ca II	0,193	—	4150	7500	—	4440	1050	4130	1080	(780)	0,02
	8542,13	Ca II	0,2295	—	4390	1500	—	4340	1760	4360	1050	(4350)	0,04

(1) Mesures effectuées au « lambdamètre ».

(2) Mesures effectuées au microphotomètre.

couches de grande épaisseur. Les valeurs utiles $g^2(k_z)$ sont donc voisines de l'unité, et « l'affaiblissement » dû à l'intégration des vitesses sur la ligne de visée, en général faible.

Le cas des raies 8498 et 8542 Ca II appelle une remarque. Les gains en puissance $g_{z_a}^2(k_z)$ ne présentent pas toujours la forme (II.7) ; ils peuvent croître à l'origine et passer par un maximum pouvant atteindre 1,1 pour de faibles valeurs de k_z . Cet effet est particulièrement sensible pour 8498 Ca II aux petites valeurs de α , et se trouve peut être lié

à la forme de la fonction $\theta_{\text{exc}}(z)$ étudiée au chapitre I. Les valeurs de L_c correspondantes ont été portées entre parenthèses dans le tableau II.

Notons enfin que les altitudes de formation calculées dépendent assez directement des altitudes z_0 définies au chapitre I. Il serait plus précis d'exprimer les résultats sous la forme $(z_0 - z)$ et $(z_0 - z_a)$. C'est d'ailleurs probablement par leur influence sur z_0 que les inhomogénéités de température et de pression, négligées dans ce travail, risquent principalement de modifier les résultats.

III. Analyse statistique des échantillons.

1. Intérêt de l'analyse harmonique bidimensionnelle.

a) Faisons provisoirement abstraction des corrections qu'il est nécessaire d'appliquer aux mesures, d'après le chapitre précédent, pour l'étude des oscillations de courte longueur d'onde : supposons que $g^2(k_z) \simeq 1$. Supposons également qu'à chaque raie corresponde une seule altitude de formation z_a , par exemple celle que nous avons déterminée pour des ondes d'amplitude définie par (II.5). Chaque échantillon observationnel nous fait connaître la vitesse verticale à cette altitude, en fonction du temps t et de la distance x comptée sur le disque parallèlement à la direction Ox de la fente du spectrographe. Admettons que cette vitesse $v(x, t)$ est une fonction aléatoire stationnaire d'ordre 2. Si l'échantillon est assez étendu, nous pouvons calculer son spectre de puissance $F_1(k_x, \omega)$ dans le plan des fréquences spatio-temporelles. Admettons encore, ce qui semble vraisemblable d'après les mesures de LEIGHTON, NOYES et SIMON (1962), que le champ de vitesses est statistiquement isotrope dans tout plan horizontal. Nous pouvons en déduire le spectre $F_2(k, \omega)$, exprimé en fonction de la mesure k d'un vecteur d'onde de direction quelconque sur le disque solaire. Or, le plan (k, ω) est précisément celui du diagramme diagnostique usuel en hydrodynamique : dans une atmosphère neutre et isotherme, nous connaissons les régions du diagramme relatives aux ondes acoustiques, stationnaires ou de gravité. La comparaison des densités spectrales relatives à diverses altitudes permet de discuter l'existence de ces trois types d'ondes.

Dans les mêmes hypothèses, mais en étudiant simultanément deux raies dans une même séquence de spectrogrammes, nous pouvons attribuer une vitesse de phase verticale moyenne à chaque point du plan (k, ω) . Là encore, si les oscillations peuvent se classer dans les trois types précédents, nous connaissons les valeurs attendues, moyennant certaines hypothèses sur les réflexions dans les couches extérieures. L'analyse à deux dimensions peut nous renseigner sur la nature physique des oscillations.

b) Il est un autre point de vue pour lequel cette analyse s'avère intéressante : c'est celui des corrections des mesures étudiées au chapitre II. Nous avons vu que celles-ci dépendent essentiellement de la longueur d'onde verticale des oscillations. Si les perturbations appartiennent aux trois types d'ondes mentionnés plus haut, et si les ondes réfléchies peuvent être négligées, la décomposition effectuée dans le plan (k, ω) affecte un même point du plan aux perturbations de même longueur d'onde verticale, à cause de l'existence même de l'équation de dispersion. Si les perturbations ne relèvent pas de ces trois types d'onde, la décomposition peut s'avérer suffisamment fine pour isoler les perturbations individuelles survenues durant la séquence d'observation, et permettre l'estimation de leurs vitesses de phase respectives.

2. Méthode d'analyse ; précision et limites.

a) Équations générales. — La méthode employée ici constitue une extension à deux dimensions de la méthode déjà utilisée par EVANS, MICHARD et SERVAJEAN (1963). Nous supposons la fonction vitesse $v(x, t)$ aléatoire stationnaire du 2^e ordre.

Nous notons $(-X, +X) \times (-D, +D)$ le domaine dans lequel elle est mesurée. La fonction d'auto-

corrélacion est calculée par l'expression approchée

$$(III.1) \quad C(x_1, t_1) = \frac{1}{(2X - |x_1|) \times (2D - |t_1|)} \int_{-D + \frac{t_1 + |t_1|}{2}}^{-D + \frac{t_1 - |t_1|}{2}} \int_{-X + \frac{x_1 + |x_1|}{2}}^{-X + \frac{x_1 - |x_1|}{2}} \rho(x, t) \times \rho(x - x_1, t - t_1) dx dt$$

dans la région $|x_1| \leq X_1 \leq 2X$ et $|t_1| \leq D_1 \leq 2D$; nous discuterons plus loin le choix des bornes X_1 et D_1 .

Multiplier par zéro la fonction d'autocorrélacion en dehors d'un domaine $(-X_1, X_1) \times (-D_1, D_1)$ équivaut à la multiplier par une fonction « créneau »,

$$(III.2) \quad C'(x_1, t_1) = C(x_1, t_1) \times \left(1 - \frac{x_1^2}{X_1^2}\right)^2 \times \left(1 - \frac{t_1^2}{D_1^2}\right)^2.$$

La transformée de Fourier de $C'(x_1, t_1)$ est une représentation approchée de la densité spectrale d'énergie dans le plan nombre d'onde k_x , pulsation ω . Précisons que, dans ce qui suit, le terme « nombre

d'onde » sera réservé pour désigner l'inverse d'une longueur, et le terme « fréquence » (ou pulsation) pour désigner l'inverse d'un temps. La transformée s'écrit

$$(III.3) \quad F_1(k_x, \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} C'(x_1, t_1) \times \exp[i(k_x x_1 + \omega t_1)] dx_1 dt_1.$$

Elle est réelle puisque $C'(x_1, t_1)$ est symétrique par rapport à l'origine, et possède elle-même cette symétrie.

Considérons le plan horizontal (x, y) d'altitude z_a , dont l'axe Ox est parallèle à la fente du spectrographe. A chaque bande de fréquences $(\omega, \omega + d\omega)$ correspond une densité spectrale d'énergie dans le

plan des nombres d'onde (k_x, k_y) , dont $F_1(k_x, \omega)$ est l'intégrale par rapport à k_y . Si nous supposons l'isotropie du spectre dans le plan (k_x, k_y) nous pouvons calculer l'intégrale de la densité spectrale sur la couronne de rayon k , par la relation (ROGERSON, 1955)

$$(III.4) \quad F_2(k, \omega) = -\frac{d}{dk} \int_{k_x=k}^{\infty} [F_1(k_x, \omega) + F_1(-k_x, \omega)] d\sqrt{k_x^2 - k^2} \quad k \geq 0.$$

L'invariance de l'intégrale de la densité dans tout le plan implique l'équation

$$(III.5) \quad \int_0^{\infty} F_2(k, \omega) dk = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(k_x, \omega) dk_x$$

que nous utilisons pour contrôler la précision du calcul numérique.

b) *Limitation aux faibles fréquences et nombres d'onde ; pouvoir de résolution.* — Examinons d'abord quelques erreurs pouvant s'introduire *a priori* sur les fonctions $\rho(x, t)$. Pour diverses raisons instru-

mentales, les déplacements Doppler mesurés sur un spectrogramme ne sont pas centrés sur une droite perpendiculaire à la direction de la dispersion ; les raies solaires apparaissent avec une certaine courbure. La détermination du zéro des vitesses pour chaque point (x, t) se fait donc généralement en deux étapes : on détermine d'abord une certaine fonction moyenne $\rho(x)$; puis on rapporte les mesures à cette fonction, préalablement translatée pour chaque instant t , de façon que

$$(III.6) \quad \frac{1}{2X} \int_{-X}^{+X} \rho(x, t) dx \simeq 0.$$

Les erreurs commises dans ces deux opérations peuvent affecter, à toutes fréquences, l'analyse des oscillations de grande longueur d'onde ; la relation (III.6) quant à elle, élimine pratiquement toutes celles de longueur d'onde supérieures à $4X$. Nous admettons que le domaine du spectre pouvant être affecté pour ces diverses raisons, reste limité à

$$(III.7) \quad -\pi/X \leq k_x \leq \pi/X.$$

Le calcul de la fonction d'autocorrélation résulte, pour chaque couple (x_1, t_1) d'une intégration sur un

domaine de mesure

$$(III.8) \quad (2X - |x_1|) \cdot (2D - |t_1|) \geq (2X - X_1) \times (2D - D_1).$$

La précision et la valeur statistique du résultat sont liées à l'étendue de ce domaine. Nous laisserons de côté le point de vue statistique, pour étudier le cas d'un échantillon traversé seulement par une onde élémentaire

$$(III.9) \quad \nu(x, t) = \sqrt{2} \cos(k_0 x + \omega_0 t - \varphi).$$

La fonction d'autocorrélation s'écrit

$$(III.10) \quad C(x_1, t_1) = \cos(k_0 x_1 + \omega_0 t_1) + \cos 2\varphi \frac{\sin[k_0(2X - |x_1|)] \times \sin[\omega_0(2D - |t_1|)]}{k_0(2X - |x_1|) \times \omega_0(2D - |t_1|)}.$$

Quels que soient x_1 et t_1 , le second terme de cette expression tend vers zéro si les dimensions X

ou D de l'échantillon augmentent indéfiniment. Le spectre $F_1(k_x, \omega)$ prend la forme

$$(III.11) \quad F_1(k_x, \omega) = f_1(k_x, \omega) + e(k_x, \omega)$$

avec

$$(III.12) \quad \begin{cases} f_1(k_x, \omega) = 2X_1 D_1 q^2 \{ g[(k_x - k_0) X_1] g[(\omega - \omega_0) D_1] + g[(k_x + k_0) X_1] g[(\omega + \omega_0) D_1] \} \\ g(u) \equiv 15[(3 - u^2) \sin u - 3u \cos u]/u^5 \\ q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} (1 - \nu^2)^2 d\nu = 8/15 \end{cases}$$

$$(III.13) \quad e(k_x, \omega) = 4X_1 D_1 \cos 2\varphi \times \left\{ \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\sin[k_0(2X - |\nu|X_1)]}{k_0(2X - |\nu|X_1)} (1 - \nu^2)^2 \cos(k_x \nu X_1) d\nu \right\} \\ \times \left\{ \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\sin[\omega_0(2D - |\nu|D_1)]}{\omega_0(2D - |\nu|D_1)} (1 - \nu^2)^2 \cos(\omega \nu D_1) d\nu \right\}$$

les variables u et ν étant de simples intermédiaires de calcul. La fonction $g(u)$ est paire et passe par un maximum égal à 1 pour $u = 0$. Si le point (k_0, ω_0) est suffisamment distant de l'origine, la fonction $f_1(k_x, \omega)$ présente donc deux « pics » aux points (k_0, ω_0) et $(-k_0, -\omega_0)$, les valeurs maximales étant égales à $2X_1 T_1 q^2$; si $k_0 = \omega_0 = 0$, il n'y a qu'un seul maximum à l'origine, égal à $4X_1 T_1 q^2$.

Cherchons pour quelles valeurs de k_0 et ω_0 la fonction $|e(k_x, \omega)|$, qui représente les écarts dus aux limitations de l'échantillon, reste négligeable devant $|f_1(k_0, \omega_0)|$. Quelle que soit la quantité U , le module de $\sin U/U$ est majoré par le plus petit des deux nombres 1 et $|1/U|$; nous pouvons donc écrire

$$(III.14) \quad |e(k_x, \omega)/f_1(k_0, \omega_0)| \leq 2 |\cos 2\varphi|/\alpha\beta$$

α et β étant respectivement les plus grandes des

quantités 1 et $k_0(2X - X_1)$, 1 et $\omega_0(2D - D_1)$. On voit que, quel que soit φ , le premier membre de (III.14) reste inférieur à 1/2 à l'extérieur du domaine défini par

$$(III.15) \quad |k_0| \leq 4/(2X - X_1) \quad \text{et} \quad |\omega_0| \leq 4/(2D - D_1).$$

Dans ces conditions, le spectre de l'onde élémentaire (III.9) se réduit sensiblement à la fonction $f_1(k_x, \omega)$, qui atteint pratiquement la moitié de sa valeur maximum aux points $(k_0 \pm \pi/X_1, \omega_0)$ et $(k_0, \omega_0 \pm \pi/D_1)$. Les éléments spectraux caractérisant le pouvoir séparateur sont donc voisins de $2\pi/X_1$ pour la variable k_x , et $2\pi/D_1$ pour la variable ω . Traduisons ce résultat en disant que si le champ de vitesses est la superposition de deux

ondes élémentaires d'égale amplitude (k_0, ω_0) et (k'_0, ω'_0) , nous ne séparons pas ces composantes quand

(III.16)

$$|k'_0 - k_0| < 2\pi/X_1 \quad \text{et} \quad |\omega'_0 - \omega_0| < 2\pi/D_1.$$

Les éléments spectraux seraient sensiblement moitié en l'absence d'apodisation ; mais, grâce à celle-ci, les lobes négatifs ont pratiquement disparu du spectre $F_1(k_x, \omega)$, comme le montre la courbe tracée par CONNES (1961) dans le cas des analyses unidimensionnelles.

Revenons enfin au cas d'une onde élémentaire (III.9) pour laquelle k_0 et ω_0 sont tous deux voisins de zéro. On ne pourra négliger le second terme du développement (III.12) de f_1 que si le point (k_0, ω_0)

est distant de l'origine de plus d'un demi-élément spectral pour chaque coordonnée.

c) *Limitations aux courtes périodes et petites longueurs d'onde.* — Nous laisserons provisoirement de côté le filtrage, important aux grandes valeurs de k_x et de ω , provenant des conditions d'observation : turbulence atmosphérique, largeur de fente, grain du film, durée de pose, etc... La fonction $\nu(x, t)$ nous est connue par un tableau de valeurs, correspondant à des points distants dans l'espace et le temps de quantités Δx et Δt ; nous étudions seulement les limitations qui en résultent.

La fonction d'autocorrélation est calculée pour les valeurs $(i\Delta x_1, j\Delta t_1)$, Δx_1 et Δt_1 étant des multiples entiers de Δx et Δt , i et j des entiers tels que $i\Delta x_1 \leq X_1$ et $j\Delta t_1 \leq T_1$; nous prenons généralement $\Delta x_1 = \Delta x$ et $\Delta t_1 = \Delta t$. La relation s'écrit

$$(III.17) \quad C(i\Delta x_1, j\Delta t_1) = \frac{\Delta x \Delta t}{(2X - |i\Delta x_1|) \times (2D - |j\Delta t_1|)} \sum_l \sum_m \nu(l\Delta x, m\Delta t) \times \nu(l\Delta x - i\Delta x_1, m\Delta t - j\Delta t_1)$$

les sommations étant étendues à toutes les valeurs entières l et m pour lesquelles est défini le produit figurant sous les signes Σ .

Revenons à l'image d'une onde élémentaire (III.9). Il vient

$$(III.18) \quad F_1(k_x, \omega) = \frac{1}{2} \Delta x_1 \Delta t_1 \sum_i \sum_j \{ \cos [(k_x - k_0) i\Delta x_1 + (\omega - \omega_0) j\Delta t_1] + \cos [(k_x + k_0) i\Delta x_1 + (\omega + \omega_0) j\Delta t_1] \} \times \left[1 - \left(\frac{i\Delta x_1}{X_1} \right)^2 \right]^2 \times \left[1 - \left(\frac{j\Delta t_1}{D_1} \right)^2 \right]^2.$$

La fonction F_1 présente cette fois une infinité de maximums dont les coordonnées sont données par

$$(III.19) \quad \begin{cases} k_x = \varepsilon k_0 + 2\pi n / \Delta x_1 \\ \omega = \varepsilon \omega_0 + 2\pi p / \Delta t_1 \end{cases}$$

n et p étant des entiers ≥ 0 et ε étant égal à ± 1 . Les points correspondants sont deux à deux symétriques par rapport à l'origine. Les maximums sont voisins de $2X_1 D_1 q^2$, sauf si les points sont confondus deux à deux (k_x multiple de $\pi/\Delta x_1$ et ω multiple de $\pi/\Delta t_1$), auquel cas ils sont voisins de $4X_1 D_1 q^2$. La fonction F_1 est entièrement définie par ses valeurs dans le rectangle

$$(III.20) \quad \begin{cases} -\pi/\Delta x_1 \leq k_x \leq \pi/\Delta x_1 \\ 0 \leq \omega \leq \pi/\Delta t_1. \end{cases}$$

Notons d'ailleurs que la représentation n'est valable dans ce rectangle que dans la mesure où l'on suppose négligeable la densité d'énergie située

à l'extérieur. Si les pas Δx_1 et Δt_1 sont choisis suffisamment petits pour éviter toute perte d'information, la densité spectrale se réduit au « bruit de fond » sur les bords du rectangle considéré. La validité du spectre est alors seulement déterminée, à l'intérieur, par le *filtrage observationnel* évoqué au début de ce paragraphe.

d) *Représentation graphique.* — La figure 6 illustre les résultats précédents. Dans le plan (k_x, ω) , nous avons représenté le rectangle utile ABCD défini par (III.20). A l'intérieur de ce rectangle nous avons hachuré les domaines définis par (III.7) — perturbations supprimées au dépouillement — et par (III.15) — écarts notables dus aux limitations de l'échantillon. Les flèches représentant les éléments spectraux $2\pi/X_1$ et $2\pi/D_1$.

Nous avons pris l'exemple d'un échantillon traversé par une onde élémentaire. La fonction F_1 présente un maximum au point M ; nous avons tracé

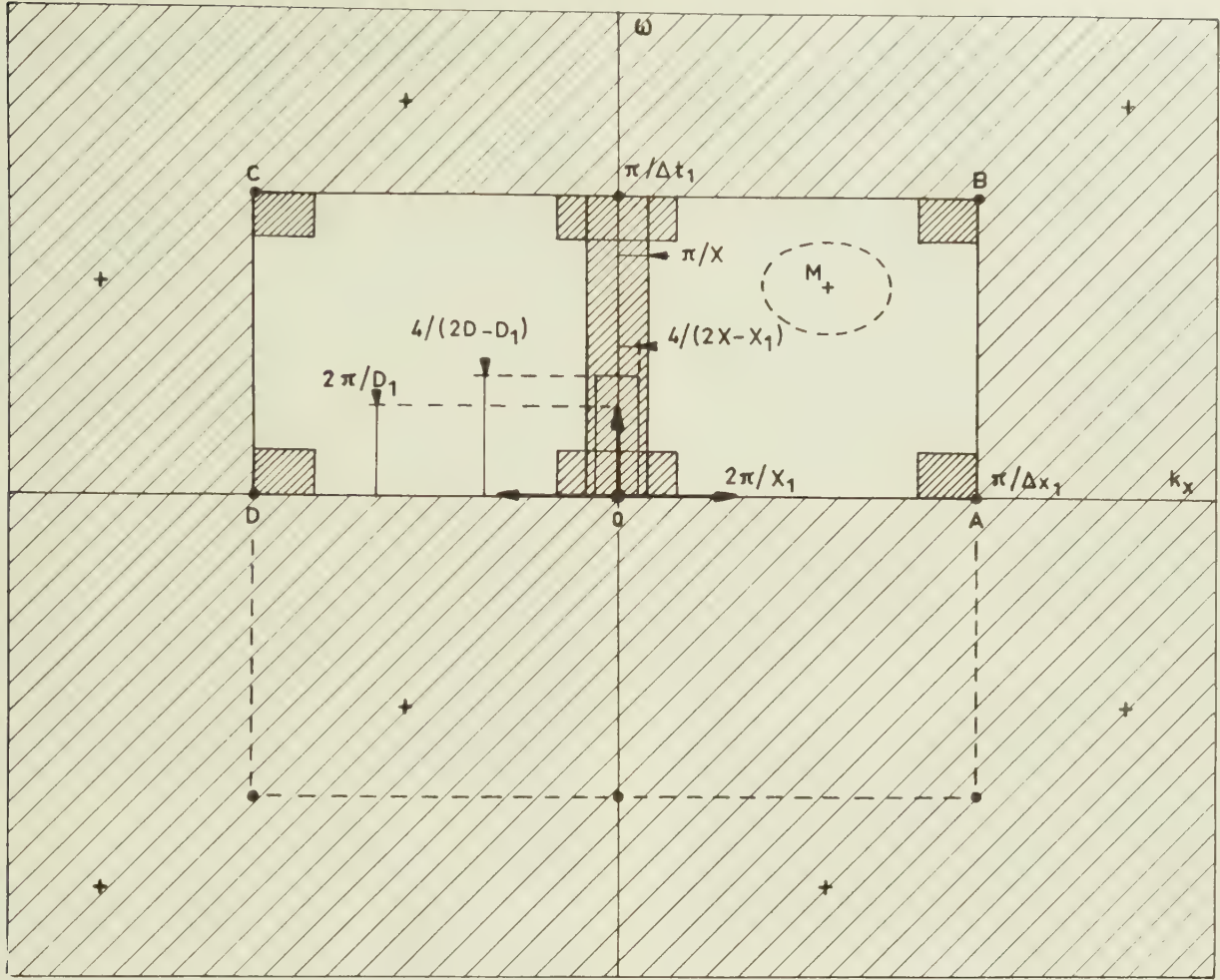


FIG. 6. — Domaines de définition du spectre $F_1(k_x, \omega)$. Le calcul est dépourvu de sens physique ou imprécis dans les zones hachurées ; les flèches représentent sensiblement les « éléments spectraux ».

en pointillé la courbe le long de laquelle F_1 prend la valeur moitié. Les autres maximums de F_1 sont notés par des croix, à l'extérieur du rectangle ABCD. Les cercles noirs indiquent les positions de M pour lesquelles le maximum serait doublé. Les voisinages de ces points correspondent à un comportement singulier de F_1 ; ils ont été hachurés jusqu'à des distances égales aux demi-éléments spectraux.

e) *Passage au spectre $F_2(k, \omega)$.* — Nous avons vu

que l'hypothèse de l'isotropie statistique dans le plan (x, y) permettrait pour chaque fréquence de calculer la densité spectrale d'énergie en fonction de $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Le calcul est effectué grâce à la relation (III.4) légèrement modifiée : la borne supérieure d'intégration, que nous noterons $k_{\max}$, étant nécessairement inférieure à $\pi/\Delta x_1$.

Considérons un champ de vitesses isotrope, intégrale d'ondes élémentaires, ayant une fonction d'autocorrélation de la forme

$$(III.21) \quad C(x_1, t_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(k_0 x \cos \theta - \omega_0 t) d\theta = J_0(k_0 x) \times \cos \omega_0 t.$$

Son spectre $F_1(k_x, \omega)$ est le produit de convolution d'une fonction de type (III.12) et d'une distribution de la forme

$$(III.22) \quad F'_1(k_x, \omega) \sim [k_0^2 - k_x^2]^{-1/2} \times \delta(\omega_0 - \omega) \quad |k_x| \leq k_0.$$

Il est concentré au voisinage de la droite $\omega = \omega_0$, s'annule dès que $|k_x|$ est légèrement supérieur à k_0 , et décroît de $|k_x| = k_0$ à $|k_x| = 0$. Appelons M le point de coordonnées $(k_x = k_0, \omega_0)$. Suivant la position de M, trois cas sont à distinguer pour le comportement du spectre $F_2(k, \omega)$:

α) Si M se trouve dans la région non hachurée de la figure 6, F_2 présente un maximum vers $k = k_0$, $\omega = \omega_0$; la demi-largeur du « pic » est voisine d'un élément spectral relatif à F_1 , si toutefois celui-ci est petit devant k_0 .

β) Si M se trouve dans la région hachurée entourant l'axe des ω , $F_2(k, \omega)$ n'a pas de sens pour $k \leq k_0$, mais n'est pas perturbée pour $k > k_0$.

γ) Enfin, si M est tel que $k > k_{\max}$, $F_2(k, \omega)$ est perturbée pour $k < k_{\max}$, principalement au voisinage de $k_{\max}$. Une situation analogue se produit pour $k < k_{\max}$ si le filtrage observationnel apparaît trop brutalement à l'intérieur du rectangle ABCD.

En conclusion, le pouvoir de résolution ainsi que les limitations étudiées pour k_x et ω se conservent sensiblement pour k et ω . Aux grandes valeurs de ces variables, les limitations sont généralement dues au filtrage observationnel; toutefois il est bon de contrôler que F_1 devient négligeable aux abords du rectangle ABCD. Pour les petites valeurs de k , la précision décroît fortement au-dessous d'un élément spectral ($k < 2\pi/X_1$).

Précisons encore que le spectre $F_2(k, \omega)$ perd de son intérêt si l'échantillon est réduit à tel point que l'ensemble des perturbations qui le traversent soit nettement anisotrope. L'image F_2 d'une onde élémentaire de la forme (III.9) présente un lobe négatif vers les petites valeurs de k . Le spectre F_2 d'un tel ensemble de perturbations présente l'aspect particulier de « pics » accompagnés de dépressions dans la direction des k décroissants.

f) *Analyse simultanée de deux échantillons relatifs à des altitudes différentes; spectres « croisés ».* — Le procédé d'analyse constitue pour une part l'extension à deux dimensions du procédé utilisé par EDMONDS (1962).

Chaque spectrogramme comporte plusieurs raies solaires et permet d'obtenir des fonctions vitesses définies dans le même champ $(-X, X) \times (-D, D)$, mais pour des altitudes z_a variées. Soient $\varphi'(x, t)$ et

$\varphi''(x, t)$ deux de ces fonctions. Nous pouvons reprendre les équations générales en remplaçant la fonction d'autocorrélation par la *fonction de corrélation croisée*, l'intégrale (III.1) portant cette fois sur le produit $\varphi'(x, t) \times \varphi''(x - x_1, t - t_1)$.

Étudions de nouveau le cas où l'atmosphère est traversée par une *seule onde plane* (k_0, ω_0). Les fonctions φ' et φ'' sont de la forme (III.9), mais peuvent comporter des amplitudes et des phases différentes. La fonction de corrélation croisée est de la même forme, sa phase φ étant égale à la différence des phases précédentes. Sa transformée de Fourier, ou spectre « croisé » F_1 est complexe; son module présente un maximum au point (k_0, ω_0) , égal à la moyenne géométrique des maximums F_1' et F_1'' relatifs aux analyses individuelles de φ' et φ'' ; sa phase est constante et égale à φ au voisinage de ce maximum. L'intégrale (III.4), effectuée sur des parties réelle et imaginaire qui sont dans un rapport constant, fournit un second spectre « croisé » $F_2(k, \omega)$ présentant la même phase. Les résultats antérieurs concernant le pouvoir de résolution et les domaines de validité des spectres F_1 et F_2 , restent valables.

L'information contenue dans $F_1(k_x, \omega)$ peut être complétée par le calcul de la *cohérence* définie par l'expression

$$(III.23) \quad P(k_x, \omega) = [F_1 F_1^* / F_1' F_1'']^{1/2}$$

dans laquelle F_1 et F_1^* sont complexes conjuguées (EDMONDS, 1962b).

Pour étudier le comportement de cette quantité, considérons le cas simple de N trains d'onde finis, séparés dans le plan (x, t) par des domaines de dimensions supérieures à $X_1 \times D_1$, et tels que les oscillations de $\varphi'(x, t)$ et $\varphi''(x, t)$ soient cohérentes à l'intérieur de chaque train d'ondes. Pour chaque couple (k_x, ω) , désignons par f_n' et f_n'' les contributions respectives à F_1' et F_1'' et par φ_n les différences de phase dans φ' et φ'' ($n \leq N$). La cohérence prend la forme

$$(III.24) \quad P(k_x, \omega) = \left[\sum_1^N (f_n' f_n'')^{1/2} \exp(i\varphi_n) \right]^2 / \left(\sum_1^N f_n' \sum_1^N f_n'' \right)^{1/2}.$$

Elle n'est égale à l'unité que si φ_n et (f_n'/f_n'') sont tous deux indépendants de n .

Dans le cas général, on conçoit que la cohérence puisse être inférieure à 1 pour plusieurs raisons :

α) Incohérence des oscillations dans les régions du plan (k_x, ω) où la densité spectrale est faible, le bruit de fond devenant alors prépondérant.

β) Variations des déphasages entre les deux niveaux, lorsque coexistent des ondes ascendantes et descendantes; variation des rapports d'amplitude si ces ondes sont amorties.

γ) Variation des déphasages et des rapports d'amplitude dans le cas des ondes dont l'équation de dispersion relie k_x à $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ et non à k_x seule-

ment ; dans ce dernier cas toutefois, on peut espérer obtenir une meilleure cohérence à partir des spectres de type F_2 .

g) *Exécution des calculs numériques ; modalités pratiques.*

α) L'examen des résultats du dépouillement des spectrogrammes indique que les irrégularités de la turbulence atmosphérique entraînent, d'un spectre à l'autre, des variations supérieures aux fluctuations statistiques prévues pour la moyenne quadratique du déplacement mesuré. Les fonctions $\nu(x, t)$ ont donc été normalisées automatiquement avant tout calcul de fonction de corrélation, de façon que

$$(III.25) \quad \frac{1}{2X} \int_{-X}^X \varphi^2(x, t) dx = \text{Constante.}$$

β) Les enregistrements photographiques présentent certains défauts localisés rendant impossible la mesure de $\rho(x, t)$ pour quelques valeurs de x et t . Pour le calcul des fonctions de corrélation, nous avons donc utilisé une relation (III.17) légèrement modifiée : les produits correspondant à ces valeurs ne sont pas effectués, et leur nombre est décompté dans le facteur de normalisation. Les points (x, t) intéressés se placent le plus souvent sur les limites de l'intervalle d'intégration, ou au hasard à l'intérieur de celui-ci : il n'en résulte qu'une légère diminution de la valeur statistique du résultat.

γ) Pour le calcul numérique d'une transformée de Fourier à deux dimensions l'emploi d'une relation de récurrence est peu commode pour les fonctions cosinus et sinus. Les spectres ont donc été calculés pour des valeurs de k et ω progressant avec des pas Δk et $\Delta \omega$ sous-multiples respectifs de $2\pi/\Delta x$ et $2\pi/\Delta t$. Le temps de calcul s'en trouve réduit, les valeurs requises des cosinus et sinus étant moins nombreuses, et mises en réserve au début de l'exécution.

δ) Nous employons la formule de Simpson pour le calcul de (III.4), la variable d'intégration choisie étant k_x , sauf au voisinage de $k_x = k$. Nous réduisons légèrement l'intervalle de définition de F_2 de façon à conserver aux grandes valeurs de k la précision de l'approximation quadratique pour la différentiation.

ε) Pour la vérification de nos programmes FORTRAN, nous avons calculé les spectres relatifs à des fonctions de corrélation de la forme (III.24).

ζ) Les diagrammes à deux dimensions qui figurent dans la suite de ce travail sont constitués de courbes de niveau tracées automatiquement par double interpolation quadratique, à partir des tableaux de valeurs fournis par le calcul.

h) *Choix des paramètres du calcul.* — Le tableau III rassemble les valeurs adoptées pour les pas et les intervalles de variation de diverses variables. Dans la première colonne se trouve l'identification de la raie mesurée. Les cinq colonnes suivantes sont relatives aux variables d'espace : pas Δx de l'échantillon ($= \Delta x_1$, pas du calcul des fonctions de corrélation), extension $2X$ de l'échantillon et intervalle de calcul $2X_1$ des fonctions de corrélation, longueur d'onde correspondant au pas $\Delta k_x = \Delta k$ pour le calcul des spectres, longueur d'onde $\Lambda_{\min}$ correspondant à la plus grande valeur de k_x utilisée ; ces quantités sont exprimées en km. Les cinq dernières colonnes contiennent les quantités analogues exprimées en secondes, des variables temporelles.

Notons que pour les deux premiers groupes d'échantillons, nous n'avons pas utilisé la totalité des mesures disponibles. Dans le premier cas, les observations se succèdent en fait à intervalles de 20 s ; nous n'avons considéré qu'un spectrogramme sur deux, afin de réduire le temps de calcul. Un test nous a montré que cette suppression n'altérerait pratiquement pas la fonction de corrélation ; son effet

TABLEAU III

	R _{AIE}	Film N°	$\frac{\Delta x}{\Delta x_1}$	2X	2X ₁	$2\pi/\Delta k$	$\Lambda_{\min}$	$\frac{\Delta t}{\Delta t_1}$	2D	2D ₁	$2\pi/\Delta \omega$	T _m in
5052,16	C I	725	540	129600	48600	79920	1998	40	1200	2400	2400	126
5051,90	Cr I											
5049,83	Fe I											
5173,75	Ti I	471	1000	200000	48000	80000	2000	60	1020	2040	2400	126
5172,70	Mg I											
8514,08	Fe I	568	800	140800	48000	80000	2000	30	900	1800	2400	126
8498,06	Ca II											
8542,13	Ca II											

ne peut guère se faire sentir dans le domaine des fréquences étudiées (périodes $T > 126$ s). Dans le second cas, les observations ne se succèdent pas à intervalles équidistants ; nous avons considéré la plus longue séquence isochrone disponible.

Le choix des divers paramètres a été guidé par les objectifs suivants :

1) Obtenir la meilleure résolution possible en fréquence temporelle, afin de préciser les périodes critiques et d'être renseigné sur les basses fréquences liées à la granulation : nous avons toujours choisi $D_1 = 2D$.

2) Obtenir le maximum d'information sur les hautes fréquences spatiales. Les mouvements que nous étudions sont excités par les couches profondes de la photosphère ; on peut penser que les dimensions caractéristiques des perturbations approchent celles de la granulation du continu photosphérique, qui peuvent être inférieures à 1500 km (EDMONDS, 1962a) : nous avons toujours choisi le pas Δx_1 minimum autorisé par les mesures.

3) Atteindre aux faibles nombres d'onde le domaine de la supergranulation, sans pour autant faire apparaître dans les spectres F_1 des détails sans valeur statistique, qui rendraient difficile l'intégration numérique de (III.4). Notre élément spectral correspond sensiblement à la longueur d'onde $\Lambda = 24000$ km.

4) Réduire le pas $\Delta k_x = \Delta k$ de façon à faciliter interpolations et intégrations. Nous calculons les spectres en plus de 3 points par élément spectral.

5) Ne pas dépasser une durée de calcul raisonnable sur IBM 7040.

3. Analyse individuelle des échantillons ; spectres de puissance dans le plan (k_x, ω) .

Bien que l'analyse dans le plan (k, ω) soit plus favorable à une discussion physique des résultats, nous consacrons ce paragraphe à un exemple d'analyse dans le plan (k_x, ω) , propice à un examen de la valeur statistique des observations. Nous choisissons l'échantillon relatif à la raie photosphérique formée dans les couches les plus profondes, 5052,16 C I. La figure 7 représente 4 courbes de niveau de la fonction $F_1(k_x, \omega)$, correspondant respectivement aux produits de la valeur maximale que nous noterons $F_{1\max}$, par 0,1 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,8. En abscisses sont portés les nombres d'ondes, exprimés en 10^{-3} km^{-1} , ainsi que les longueurs d'onde Λ_x , en 10^3 km . En ordonnées figurent les pulsations ω (s^{-1}) et les périodes correspondantes T (s). Le domaine représenté s'étend jusqu'aux valeurs $\pm \Lambda_{\min}$ et $T_{\min}$ indiquées dans le tableau III ; les « éléments » spectraux ont été figurés à l'origine par des flèches ; les régions de non-validité ont été hachurées.

Nous constatons tout d'abord que la fonction F_1 est *approximativement symétrique* par rapport à l'axe $k_x = 0$; pour une fréquence donnée et une longueur d'onde donnée (en valeur absolue), la densité spectrale relative aux oscillations se pro-

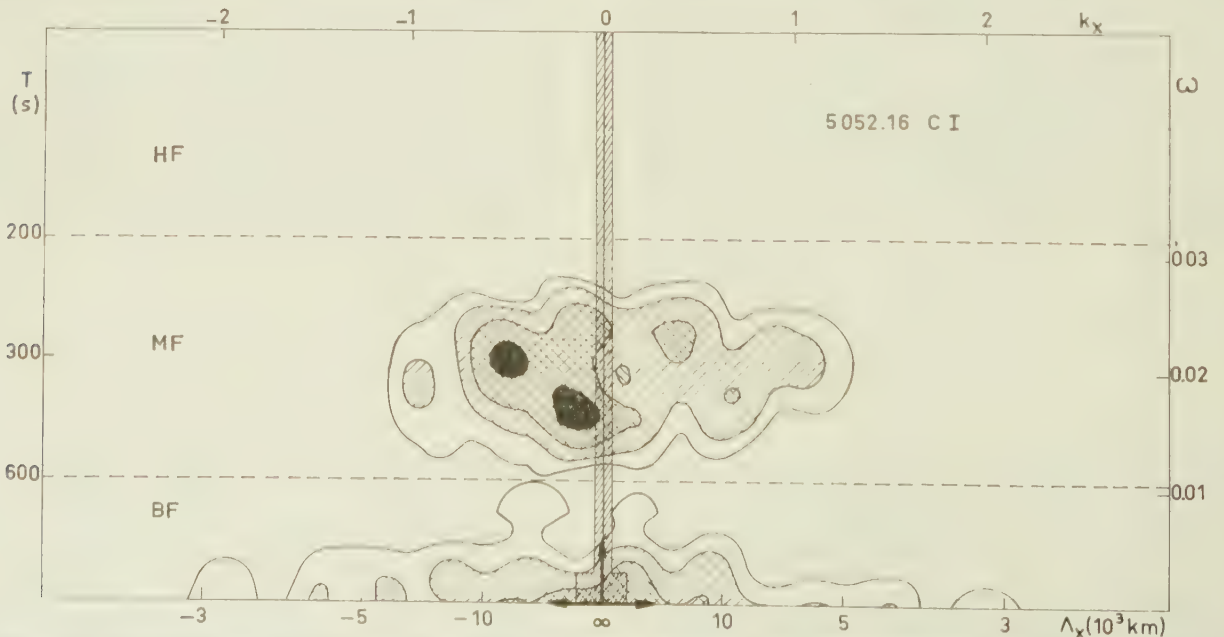


Fig. 7. — Spectre de puissance des vitesses (raie 5052 C I) dans le plan (k_x, ω) . Les courbes de niveau correspondent aux produits de la valeur maximale par 0,1 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,8. Les flèches représentent les éléments spectraux.

pageant dans un certain sens sur le soleil est à peu près égale à la densité spectrale relative aux oscillations se propageant dans l'autre sens. On peut faire plusieurs remarques à propos de cette symétrie :

— Elle n'est pas parfaite, alors que le champ des vitesses solaires est probablement statistiquement symétrique par rapport à toute verticale ; nous en concluons que l'échantillon est un peu trop réduit pour le pouvoir de résolution choisi.

— Les dissemblances existant entre les valeurs $F_1(k_x, \omega)$ et $F_1(-k_x, \omega)$ semblent suffisantes pour montrer que les oscillations ne sont pas nécessairement associées par paires ; si en chaque point x et à chaque instant t l'analyse de FOURIER révélait la présence simultanée d'ondes d'égale amplitude (k_x, ω) et $(-k_x, \omega)$ le champ qui en résulterait par interférence aurait une structure géométrique fixe, rappelant les nœuds et les ventres des ondes stationnaires ; il pourrait être constitué d'un ensemble de « cellules » oscillantes séparées par des régions immobiles. Notons que réciproquement la symétrie n'implique cette structure que si l'existence de telles ondes est simultanée au point (x, t) , problème qui sera abordé dans la IV^e partie de ce travail.

— La remarque précédente n'a plus de sens aux très basses fréquences. La fonction $F_1(k_x, \omega)$ est d'ailleurs par construction symétrique sur l'axe des abscisses. Elle traduit pratiquement l'analyse à une dimension de la fonction vitesse prise en moyenne sur le temps.

— La symétrie est sensiblement droite, ce qui montre que la dérive du zéro des abscisses est négligeable au cours de la séquence d'observation ; une telle dérive entraîne en effet une erreur sur ω proportionnelle à k_x , en valeur absolue et en signe ; elle est sans doute l'origine de symétries légèrement obliques dans les diagrammes F_1 relatifs à des échantillons de qualité moins grande (raies chromosphériques).

Les régions du plan dans lesquelles $F_1(k_x, \omega)$ prend des valeurs notables ($F_1 > 0,1 \times F_{1\max}$) apparaissent limitées à certaines bandes de fréquence. Dans une première région, que nous appellerons *région des basses fréquences* ($T > 600$ s), notées BF, la densité spectrale, concentrée au voisinage de l'axe $\omega = 0$, décroît assez régulièrement de $|k_x| = 0$ jusqu'à $|k_x| \simeq 2\pi/3000 \text{ km}^{-1}$, valeur au delà de laquelle elle devient inférieure à $0,1 \times F_{1\max}$.

En dehors de cette région, la fonction F_1 présente des maximums importants vers $T \simeq 300$ à 400 s et $|\Lambda_x| \geq 10000 \text{ km}$, puis décroît rapidement vers les courtes périodes au point de se mêler au bruit de

fond vers $T \simeq 200$ s ; nous appellerons *région des moyennes fréquences*, notée MF, le domaine défini par $200 < T < 600$ s ; remarquons que dans cette région, la fonction F_1 décroît plus vite que précédemment aux grandes valeurs de $|k_x|$, puisque elle y est toujours inférieure à $0,1 \times F_{1\max}$ lorsque $|\Lambda_x| < 5000 \text{ km}$. Nous distinguerons enfin une troisième région du plan, dans laquelle n'apparaît ici aucune densité spectrale appréciable, mais qui jouera un rôle dans l'étude des vitesses chromosphériques ; nous l'appellerons *région des hautes fréquences* ($125 < T < 200$ s), et la noterons HF. Notons que les trois régions ainsi définies correspondent respectivement aux « fluctuations de type convectif », aux « oscillations de résonance » et à la « queue de haute fréquence », étudiées par EVANS, EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN (1963-1965). Nous avons tracé leurs limites en pointillé sur la figure 7.

Avant d'aller plus loin, il est utile de s'interroger sur la *validité* de la fonction $F_1(k_x, \omega)$ considérée comme spectre des vitesses verticales à l'altitude $z_a \simeq -160 \text{ km}$. Nous verrons par l'étude des spectres croisés, que les longueurs d'ondes verticales sont toujours assez grandes dans les domaines utiles, pour que les fonctions $g^2(k_x)$ étudiées au chapitre II puissent être prises égales à 1 dans le cas de 5052,16 C I. De même, la croissance de l'amplitude avec z est assez limitée pour n'exiger aucune correction. Les limitations étudiées au début de ce chapitre intéressent le voisinage immédiat de l'axe $k_x = 0$, et n'interviennent pas aux grandes valeurs de k_x et de ω , par le choix même de $\Lambda_{\min}$ et $T_{\min}$; elles sont donc peu gênantes. Il n'en est pas de même des limitations — mal connues — d'origine instrumentale. Leur effet est sans doute faible vers les hautes fréquences car, aucune limitation de cet ordre ne laisse prévoir la brusque décroissance de F_1 obtenue vers $T \simeq 220$ s ; compte-tenu du pas Δx utilisé, le spectre des vitesses semble donc peu « filtré » pour les périodes supérieures à 120 s. Par contre, un affaiblissement important intervient certainement aux *courtes longueurs d'onde* ; mesurer des oscillations de longueur d'onde égale à 2000 km implique un pouvoir séparateur sur le disque solaire inférieur à $1''{,}4$; la seule turbulence atmosphérique suffit à affecter notablement de telles mesures.

Il est intéressant d'étudier simultanément le diagramme $F_1(k_x, \omega)$ et les spectres unidimensionnels déjà obtenus par EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN (1965) à partir du même échantillon. Aux différences près provenant d'un autre choix du pouvoir de résolution, ce sont là les intégrales de F_1 sur les directions parallèles aux axes de coor-

données. Le spectre de puissance « temporel » est défini par

$$(III.26) \quad f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(k_x, \omega) dk_x$$

et le spectre de puissance « spatial » par

$$(III.27) \quad f(k_x) = \int_0^{\infty} [F_1(k_x, \omega) + F_1(-k_x, \omega)] d\omega.$$

Le premier illustre bien l'accumulation d'énergie dans deux régions bien isolées de moyennes et de basses fréquences (EDMONDS *et coll.*, fig. 1). Le second gagne à être tracé séparément pour chaque domaine de fréquence. La figure 8 représente, en fonction de k_x , le logarithme du spectre de puissance spatial et des contributions respectives des régions BF, MF, HF.

Les courbes sont assez « bosselées » en raison du pouvoir de résolution élevé ($X_1 = 24300$ km au lieu de 16200 km chez EDMONDS *et coll.*). Le spectre relatif aux basses fréquences présente une pente moyenne nettement plus faible que celui relatif aux moyennes fréquences ; le second ne l'emporte sur le premier que tant que Λ_x est supérieur à 5000 km ; les perturbations de *basse fréquence* sont donc associées à des *longueurs d'onde plus petites* que les perturbations de moyenne fréquence.

Ce résultat invite naturellement à penser que la « granulation » photosphérique et les perturbations

$T > 600$ s ont une origine commune, ce qui ne présume rien d'ailleurs quant à la nature physique de ces dernières. Les oscillations de période $T < 600$ s ne semblent pas, pour leur part, se retrouver dans les variations de brillance du continu solaire ; nous allons poursuivre cette analyse dans le plan du diagramme diagnostique (k, ω) afin de tenter une confrontation avec la théorie des ondes.

4. Spectres de puissance dans le plan (k, ω) .

Les clichés du disque solaire obtenus par LEIGHTON NOYES et SIMON (1962) et relatifs au champ des vitesses, paraissent *statistiquement isotropes* au voisinage du centre-disque. Cette constatation nous permet d'attribuer un sens physique aux spectres de type F_2 , définis par (III, 4), étudiés dans ce paragraphe.

La figure 9 présente les diagrammes obtenus pour les 8 échantillons. Nous pouvons affecter à chacun d'eux l'altitude z_a de formation de la raie correspondante. Notons $F_{2\max}$ la valeur maximale atteinte par $F_2(k, \omega)$ pour un échantillon donné ; les courbes de niveau sont tracées pour les produits respectifs de $F_{2\max}$ par 0,1 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,8 ; nous les désignerons par ces dernières quantités. La portion du plan représentée est la même dans tous les cas ; les graduations des axes sont analogues à celles de la figure 7.

Nous avons vu au paragraphe 2 que la *validité* des fonctions $F_2(k, \omega)$ n'était assurée que sous deux conditions principales relatives aux fonctions $F_1(k, \omega)$. Celles-ci doivent d'une part être négligeables au voisinage de la borne supérieure d'intégration $k_{\max}$, d'autre part ne pas apparaître comme un ensemble de « pics isolés », reflets d'un échantillonnage insuffisant. La première condition se trouve généralement bien vérifiée, ne serait-ce qu'à cause du filtrage instrumental des courtes longueurs d'ondes. Mais la seconde ne l'est pas toujours ; c'est le cas à certaines basses fréquences pour la fonction $F_1(k_x, \omega)$ donnée en exemple au paragraphe précédent, génératrices de valeurs négatives dans une petite région du plan (k, ω) ; c'est aussi le cas dans les échantillons dont l'extension est la plus faible, ceux des raies de Ca II. Néanmoins, compte tenu du pouvoir de résolution choisi, le pas Δk du calcul des fonctions F_1 s'est avéré assez petit pour permettre une intégration numérique suffisamment précise dans la relation (III.4) ; l'équation (III.5) en permet le contrôle.

L'aspect *qualitatif* des diagrammes $F_2(k, \omega)$ évolue rapidement avec les altitudes de formation z_a . Une distinction semble toutefois se maintenir entre

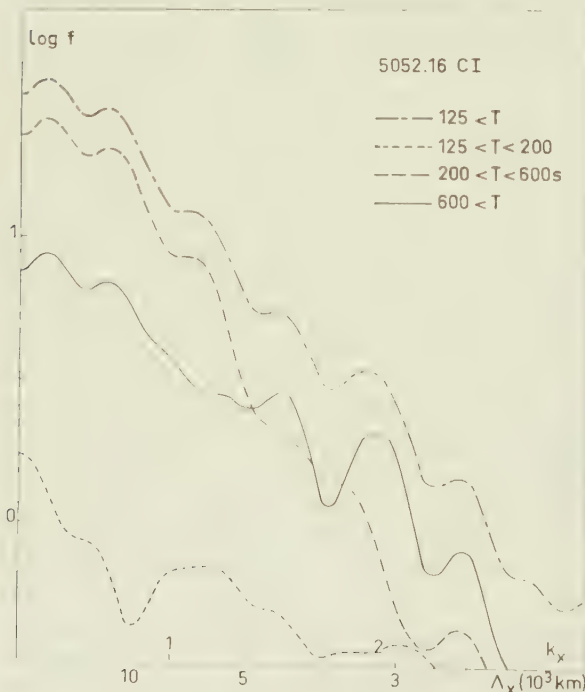


FIG. 8. — Spectre de puissance spatial et contributions respectives de trois domaines de fréquences (raie 5052 C I). L'échelle des ordonnées est arbitraire.

les perturbations afférentes aux trois régions que nous avons définies plus haut : basses, moyennes et hautes fréquences. Nous allons considérer leur évolution dans chacune des trois séquences d'observation, évolution qui peut conserver un sens physique même si les fonctions F_2 n'ont qu'une faible valeur statistique.

— La première séquence (film 725) intéresse l'ensemble de la photosphère. Les basses fréquences sont fortement représentées dans les couches profondes (C I) ; l'énergie est distribuée assez irrégulièrement le long de l'axe $\omega = 0$; toutefois, elle ne présente pas en moyenne de décroissance marquée vers les grandes valeurs de k , tant que $\Lambda > 3000$ km. Au niveau immédiatement supérieur (Cr I), le spectre est semblable, mais relativement moins intense ; il décroît un peu plus rapidement vers les courtes longueurs d'onde : la courbe 0,2 (C I) est voisine de la courbe 0,1 (Cr I), mais les niveaux 0,4 (C I) et 0,8 (Cr I) présentent des aspects différents. À l'altitude la plus élevée (Fe I), les perturbations de basse fréquence paraissent considérablement réduites.

Aux moyennes fréquences les fonctions F_2 de cette séquence d'observations atteignent leur maximum à toute altitude vers $T = 300$ s et $\Lambda = 11000$ km. Les courbes de niveau 0,2 s'inscrivent à peu près dans le rectangle

$$220 < T < 500 \text{ s}, \quad \Lambda > 5000 \text{ km} ;$$

une légère dérive vers les courtes périodes se manifeste lorsque l'altitude augmente.

Enfin, la densité spectrale reste presque toujours inférieure à $0,1 \times F_{2\max}$ aux hautes fréquences, quelle que soit l'altitude considérée.

— La seconde séquence d'observation envisagée (film 471) concerne une raie photosphérique (Ti I) et une raie formée dans la basse chromosphère (Mg I).

Le spectre de la première est riche aux basses fréquences pour $\Lambda > 8000$ km ; mais il décroît fortement aux courtes longueurs d'onde ; peut-être s'agit-il là d'un filtrage instrumental plus important que celui qui affecte la séquence précédemment étudiée. Le spectre de la seconde raie est presque inexistant dans ce domaine.

Aux moyennes fréquences les fonctions F_2 sont peu différentes ; elles atteignent leur valeur maximale vers $T = 280$ s et $\Lambda = 20000$ km ; la courbe de niveau 0,2 s'étend encore jusqu'aux longueurs d'onde $\Lambda \simeq 5000$ km, cette limite étant peut-être moins significative que pour la séquence précédente.

Dans la région des hautes fréquences, les deux

spectres sont par contre très dissemblables. Alors que dans le cas de la raie photosphérique, la courbe de niveau 0,1 empiète à peine sur le domaine $T < 200$ s, la densité spectrale relative à la raie chromosphérique excède 0,2 dans une région assez étendue de celui-ci. Le prolongement vers les courtes périodes s'effectue autour de la longueur d'onde $\Lambda \simeq 8000$ km.

— La troisième séquence d'observation (film 568) comporte l'étude d'une raie photosphérique (8514 Fe I) et de deux raies chromosphériques (8498 et 8542 Ca II).

Le spectre des basses fréquences pauvre et lentement décroissant aux courtes longueurs d'onde pour 8514 Fe I, s'enrichit considérablement mais aux grandes longueurs d'onde seulement, pour 8498 et 8542 Ca II. Le maximum de la fonction F_2 est atteint dans le dernier cas pour $\omega \simeq 0$ et $\Lambda \simeq 30000$ km : le diagramme de 8542 Ca II est le seul pour lequel le maximum de F_2 ne se produit pas dans la région des moyennes fréquences. Ces fortes densités spectrales correspondent à des courants de matière, d'une durée bien supérieure à la durée totale de l'échantillon (15 mn), et intéressant des domaines de grande dimension sur le disque solaire. Les longueurs d'onde correspondantes restent cependant assez faibles devant l'étendue totale de l'échantillon (140000 km), pour assurer, semble-t-il, la réalité physique de ces mouvements. Notons d'ailleurs que la faible cohérence trouvée par EVANS *et coll.* (1963) entre les perturbations de basse fréquence de 8514 Fe I d'une part, et celles de 8542 Ca II d'autre part, semble indiquer que les phénomènes physiques correspondants n'ont pas même origine dans la photosphère et dans la chromosphère.

Aux moyennes fréquences, le diagramme 8514 Fe I présente la même allure que les diagrammes obtenus précédemment pour d'autres raies photosphériques : courbe de niveau 0,2 inscrite dans le rectangle $220 < T < 500$ s, $\Lambda > 5000$ km, maximum atteint vers $T = 280$ s, $\Lambda = 11000$ km. La position de ce maximum se retrouve à peu près inchangée pour les diagrammes 8498 et 8542 Ca II (maximum relatif seulement dans le dernier cas), de même que celle des régions à densité élevée.

La situation est tout à fait différente dans le domaine des hautes fréquences. Alors que la densité spectrale reste inférieure à $0,1 \times F_{2\max}$ pour la raie photosphérique, elle devient si forte dans ce cas pour les raies chromosphériques que la courbe de niveau 0,1 atteint les périodes $T \simeq 125$ s. Pour étudier l'évolution des perturbations de haute fréquence entre 8498 et 8542 Ca II, il est bon de compa-

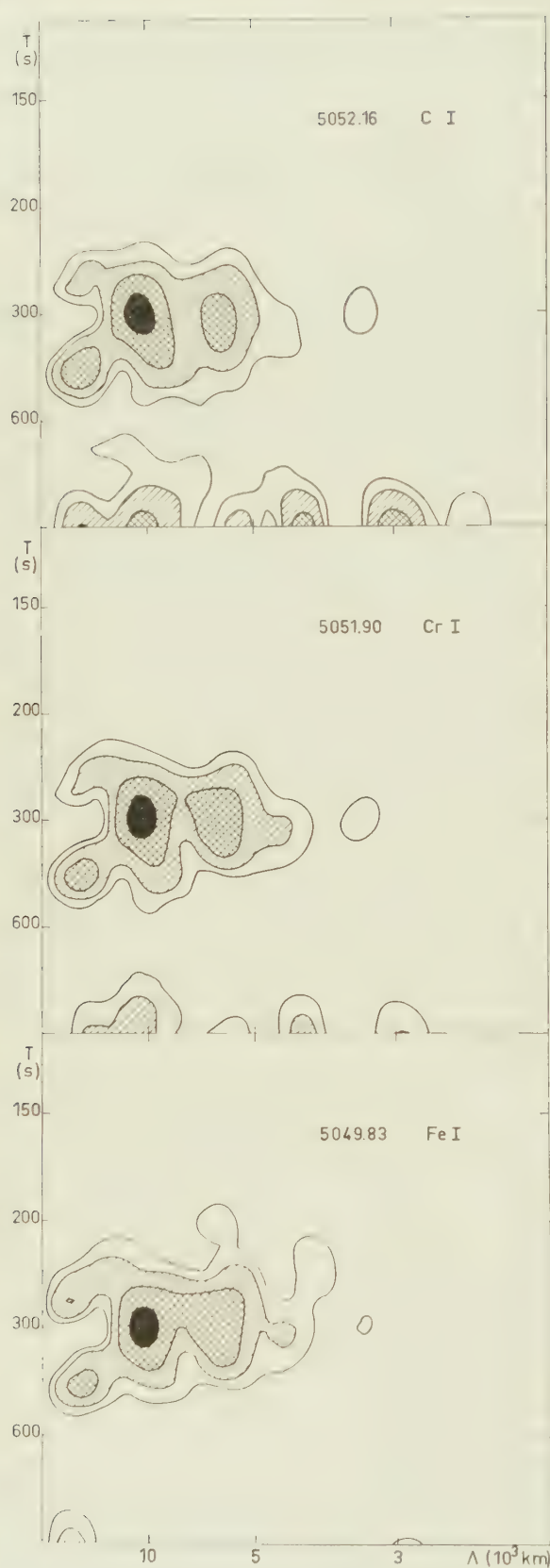
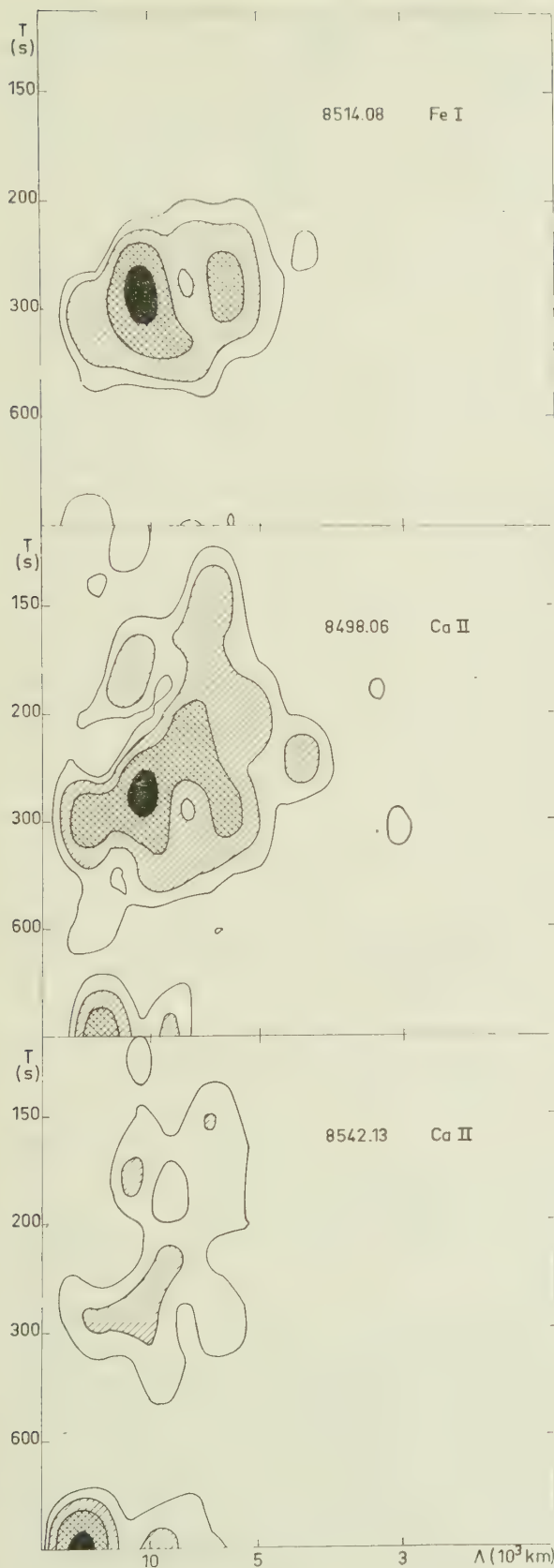


Fig. 9. — Spectres de puissance dans le plan (k, ω) relatifs aux vitesses observées pour les 8 échantillons. Les axes sont gradués en longueurs d'onde horizontales et en périodes. Les courbes de niveau correspondent aux produits des valeurs maximales par 0,1 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,8.

rer la courbe 0,2 de la première et la courbe 0,1 de la seconde, l'échelle étant modifiée dans le dernier cas par les fortes densités à basse fréquence ; l'extension apparaît de plus en plus accentuée vers les courtes périodes, entre $\Lambda = 6000$ et $\Lambda = 15000$ km. Pour $T < 140$ s, et $\Lambda \simeq 12000$ km la densité est supérieure à 0,1 dans les deux cas, donc relativement plus forte pour 8542 Ca II.

L'évolution avec l'altitude ainsi mise en évidence à déjà été étudiée en fonction de la fréquence temporelle à partir de spectres unidimensionnels (EVANS, MICHARD et SERVAJEAN, 1963, et EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN, 1965). Les informations complé-



mentaires que nous obtenons ici pour les nombres d'onde peuvent être comparés avec les résultats d'observation de LEIGHTON, NOYES et SIMON (1962). Ces auteurs caractérisent la taille moyenne des éléments du champ de vitesse par la largeur de la fonction de corrélation prise à la moitié de sa valeur maximale, cette fonction portant sur les transmissions des « plaques Doppler ». Dans le cas d'une fonction de corrélation gaussienne, le spectre est de même forme, et sa transformée par une équation de type (III.4) est égale au produit par k d'une fonction gaussienne ; elle présente un maximum pour une longueur d'onde égale à 1,85 fois la largeur de la fonction de corrélation. Appliquons ce facteur aux déterminations de LEIGHTON, NOYES et SIMON. Nous devons nous attendre à un maximum du spectre de puissance vers $\Lambda \simeq 3000$ km dans les couches profondes, ce maximum se déplaçant progressivement jusqu'à la longueur d'onde $\Lambda \simeq 7000$ km dans la chromosphère. Les valeurs que nous obtenons pour la région des moyennes fréquences (vers $T \simeq 300$ s) se rapprochent plutôt de la seconde de ces quantités. Peut être la valeur $\Lambda = 3000$ km résulte-t-elle d'une moyenne entre les longueurs d'onde correspondant aux perturbations de moyennes et de basses fréquences, ces dernières étant petites dans les couches profondes.

5. Évolution en altitude dans trois bandes de fréquence.

Les différences constatées dans le comportement des oscillations de basses, moyennes et hautes fréquences, nous incitent à étudier, en fonction de l'altitude, la puissance totale contenue dans chacune des trois bandes de fréquence considérées plus haut.

Nous effectuons le calcul par double intégration de la fonction $F_1(k_x, \omega)$ dans les domaines du plan indiqués sur la figure 7. Le tableau IV rassemble les résultats obtenus, rapportés à la puissance totale $\xi^2/2$, carré moyen de la vitesse verticale. La somme des trois valeurs relatives à un même échantillon est en général inférieure à l'unité ; le défaut correspond pour une large part aux oscillations de période inférieure à 125 s (raies de Ca II) ou de longueur d'onde inférieure à 2000 km (raie de C I).

Nous avons porté sur un diagramme (fig. 10) la puissance contenue dans chacune des bandes de fréquence, en fonction de la densité de matière à l'altitude de formation z_a . Les points relatifs à une même séquence d'observation ont été reliés par un trait continu pour les basses fréquences, discontinu pour les moyennes et pointillé pour les hautes. Les

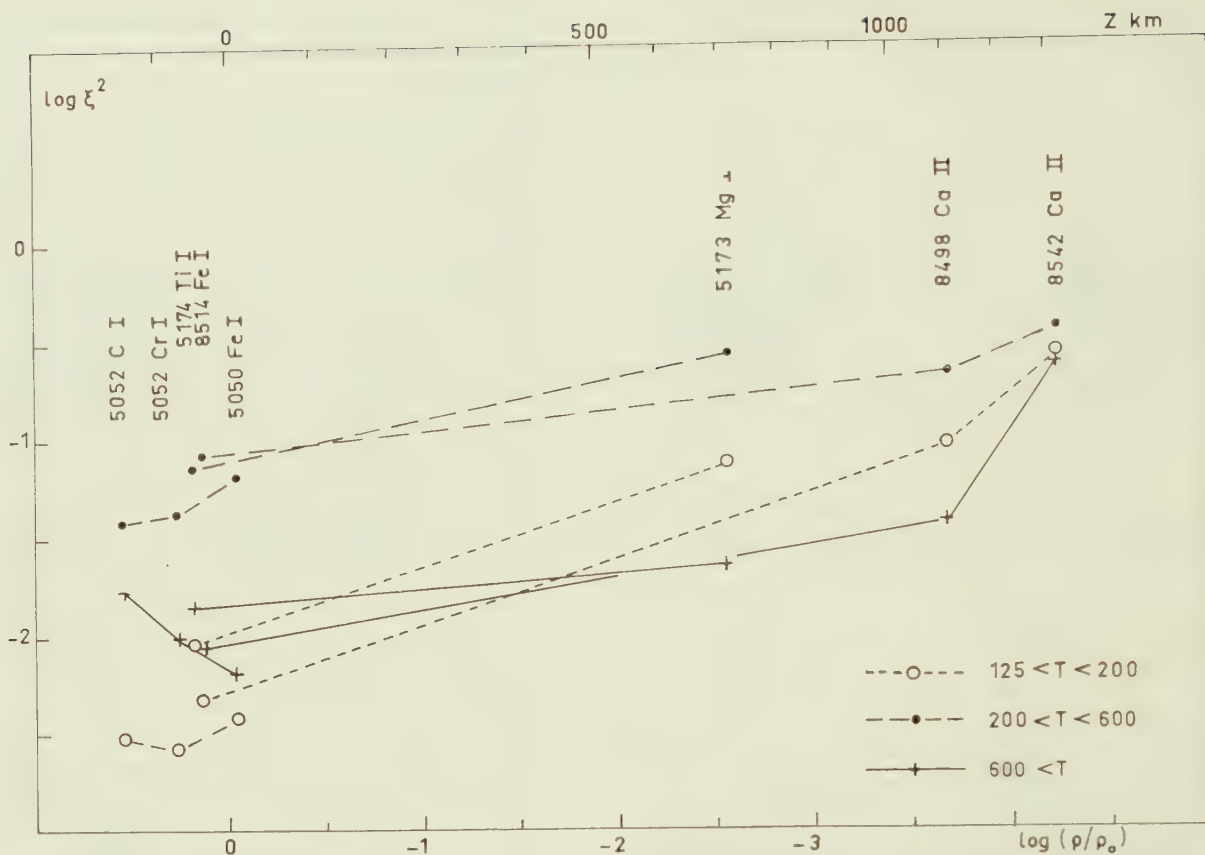


FIG. 10. — Puissances contenues dans trois bandes de fréquence, en fonction de la densité de matière. Des segments de droite relient les points relatifs à une même séquence d'observation.

TABLEAU IV

PUISSANCES DANS TROIS DOMAINES DE FRÉQUENCE (RAPPORTÉES A LA PUISSANCE TOTALE)

PÉRIODES	5052 C I	5052 Cr I	5050 Fe I	5174 Ti I	5173 Mg I	8514 Fe I	8498 Ca II	8542 Ca II
600 < T	0,27	0,18	0,08	0,15	0,06	0,08	0,10	0,24
200 < T < 600	0,62	0,74	0,84	0,76	0,73	0,78	0,54	0,36
125 < T < 200	0,05	0,05	0,05	0,09	0,21	0,06	0,24	0,27

*pent*es des segments obtenus représentent le double des quantités α définies au chapitre II. On peut considérer que $\alpha \simeq 0,09$ et $\alpha \simeq 0,20$ sont respectivement de bonnes valeurs pour les moyennes et hautes fréquences. En ce qui concerne les perturbations de basse fréquence, nous retrouvons le comportement déjà observé qualitativement sur les spectres F_2 : décroissance apparente rapide entre — 150 et 0 km, brusque remontée au-dessus de 1000 km.

Pour des raisons de *continuité*, le diagramme permet une vérification approchée des altitudes de formation z_a . Bien que les mesures du film 471 (raies 5174 Ti I et 5173 Mg I) semblent légèrement excessives, on souhaiterait un rapprochement des altitudes de formation attribuées, d'une part à 5173 Mg I, d'autre part à 8498 et 8542 Ca II. On peut voir, dans de telles considérations, une méthode indirecte pour déterminer certaines forces d'oscillateur mal connues.

Ajoutons encore une remarque sur l'intérêt de la partition du spectre en bandes de fréquences : la puissance totale observée décroît de 5052 C I à 5052 Cr I ; le diagramme révèle que cette décroissance est due aux perturbations de basse fréquence, les oscillations de moyennes fréquences présentant quant à elles une croissance régulière.

6. Étude quantitative de l'évolution en altitude des spectres de puissance ; comparaison avec la théorie des ondes.

a) *Diagramme diagnostique.* — Considérons une atmosphère à température moyenne constante, d'échelle de hauteur H , soumise à une gravité g . Si la propagation s'effectue *adiabatiquement*, il est possible de distinguer trois types d'ondes suivant les valeurs du nombre d'onde horizontal k et de la pulsation ω . Nous noterons A, G et S les régions du plan (k, ω) correspondant à ces trois types (fig. 11) et A/S, G/S les courbes séparant ces régions. Les modes A et G sont progressifs ; ils correspondent aux ondes « acoustiques » et aux ondes « de gravité ». Les modes S sont caractérisés par un nombre d'onde vertical imaginaire pur et correspondent aux ondes « stationnaires » (ou évanescentes). L'ordonnée à l'origine de la séparatrice A/S est la fréquence de coupure définie par

$$(III.28) \quad \Omega^2 = \gamma g / 4H$$

où γ est le coefficient de compressibilité adiabatique. L'asymptote horizontale de la séparatrice G/S à pour ordonnée la fréquence de Väisälä donnée par

$$(III.29) \quad N^2 = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \times g/H.$$

La figure 11 est tracée dans le cas solaire pour une température de 5000°.

Si les échanges d'énergie sont tels que les perturbations demeurent *isothermes*, les modes G disparaissent, et la fréquence de coupure Ω prend la valeur définie par (III.28) pour $\gamma = 1$; la séparatrice A/S correspondante a été tracée en pointillé sur la figure.

Dans le cas *intermédiaire*, un caractère progressif subsiste dans tout le plan (à l'exception de la parabole $\omega^2 = kg$). Appelons β^{-1} le temps de relaxation des perturbations de température, et considérons une onde plane dont la vitesse le long d'une verticale s'écrit

$$(III.30) \quad v(t, z) \sim \exp [i(\omega t - k_z z) - \alpha z/H].$$

SOUFFRIN a montré (1966) que les quantités k_z

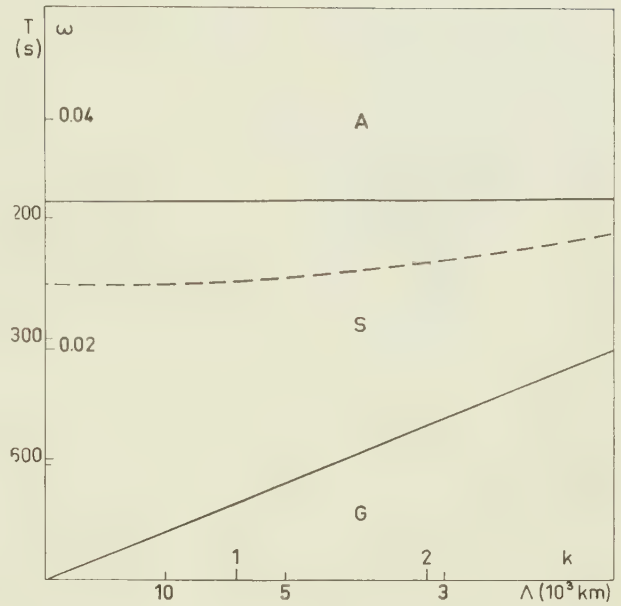


FIG. 11. — Diagramme diagnostique dans le cas solaire pour une température moyenne de 5000 °K. La portion de plan (k, ω) représentée est la même que dans la figure 9.

et α se déduisent du nombre d'onde réel horizontal k et de la pulsation ω par le système

$$(III.31) \quad \left\{ \begin{array}{l} k_z = b/2l \\ \alpha = 0,5 - lH \\ 2l^2 = (a^2 + b^2)^{1/2} - a \\ a = \frac{\omega^2 - \Omega^2}{c^2} + k^2 \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \\ \quad - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_R^2} \times \frac{N^2}{\omega^2} \left(k^2 - \frac{\omega^4}{g^2} \right) \\ b = \frac{\omega \tau_R}{1 + \omega^2 \tau_R^2} \times \frac{N^2}{\omega^2} \left(k^2 - \frac{\omega^4}{g^2} \right) \\ \tau_R = \frac{2}{3} \times \frac{\gamma}{\gamma - 1} \beta^{-1} \end{array} \right.$$

dont la résolution est liée à la connaissance de β .

b) *Temps de relaxation des fluctuations de température.* — Dans le cas d'un milieu infini, homogène et en équilibre thermodynamique local, SPIEGEL (1957) a calculé le temps de relaxation *radiatif* des fluctuations de température.

Lorsque le milieu est optiquement mince, l'inverse de ce temps s'écrit :

$$(III.32) \quad \beta' = \frac{16\kappa_c \sigma T_e^3}{\rho c_v}$$

avec les notations usuelles (κ_c = coefficient d'absorption par cm). Dans le cas d'un milieu épais,

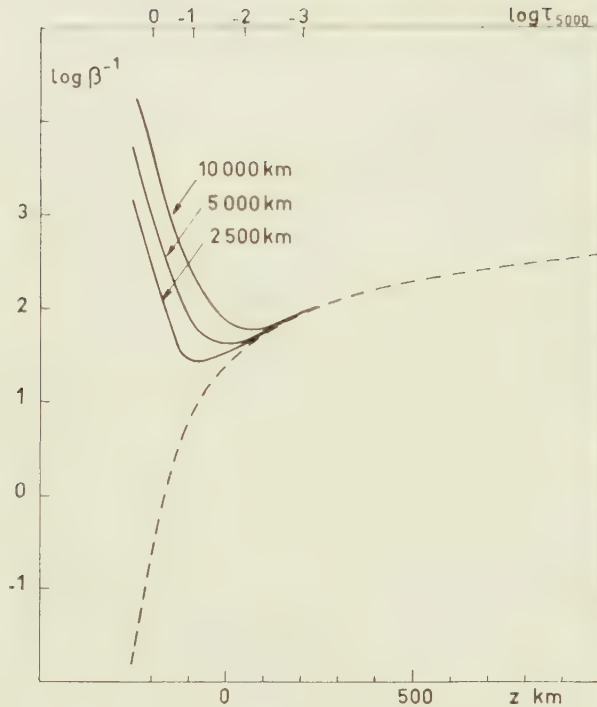


FIG. 12. — Temps de relaxation des fluctuations de température en fonction de l'altitude. La courbe en trait pointillé correspond à l'hypothèse d'un milieu optiquement mince. Les courbes en trait continu sont relatives à diverses longueurs d'onde Λ (mentionnées sur le diagramme).

il est donné par :

$$(III.33) \quad \beta = \beta' \left(1 - \frac{\kappa_c}{k} \operatorname{Arcotg} \frac{\kappa_c}{k} \right)$$

expression dépendant du nombre d'onde k caractérisant les fluctuations. Utilisant le même modèle solaire qu'au chapitre I, nous avons calculé ces quantités en fonction de l'altitude, pour trois longueurs d'onde $\Lambda = 2\pi/k$ (fig. 12). La courbe relative à l'hypothèse du milieu optiquement mince (trait pointillé) est voisine de celle qu'ont tracé NOYES et LEIGHTON (1963) pour $\tau_{5000} > 0,001$. Aux altitudes plus grandes, la pression électronique diminuant, l'hydrogène neutre reste à peu près seul responsable de l'absorption continue, et le temps de relaxation obtenu demeure inférieur à 400 s environ. Les courbes relatives à l'hypothèse d'un milieu épais (trait continu) se raccordent à la précédente vers $\tau_{5000} \simeq 0,001$.

Notons tout de suite les grandes réserves qu'il convient de faire sur la validité de ces courbes. Dans la photosphère, le coefficient d'absorption varie fortement avec l'altitude, situation d'autant plus gênante que nous sommes intéressés par des perturbations de grandes longueurs d'onde ; peut-être les temps de relaxation trouvés sont-ils trop faibles,

les échanges étant réduits vers le bas par la grande opacité du milieu et vers le haut par la faible épaisseur optique totale de l'atmosphère. Dans la basse chromosphère par ailleurs, les valeurs calculées ne tiennent pas compte des échanges radiatifs effectués dans les raies de Fraunhofer, prépondérantes à ces altitudes ; de plus, le milieu est thermiquement très inhomogène et ne se prête plus à un calcul de petites perturbations.

c) *Comparaison entre observations et théorie des ondes.* — Le problème du filtrage des ondes a été étudié par SOUFFRIN (1965) dans l'hypothèse d'une atmosphère isotherme, à temps de relaxation nul pour les perturbations de température, et pour des spectres de puissance d'une forme analytique simple. Il a trouvé une évolution en altitude qui rappelle qualitativement l'évolution observée pour les spectres à une dimension définis par (III.26). En introduisant la dissipation par rayonnement précédemment envisagée, essayons de comparer quantitativement l'évolution prévue pour les ondes et l'évolution observée pour les spectres de puissance.

Considérons un couple de raies dont les altitudes de formation z_a et z'_a correspondent aux densités de matière ρ et ρ' , et pour lesquelles ont été obtenus les spectres F_2 et F'_2 . A chaque point du plan (k, ω) nous pouvons associer une valeur du paramètre α , caractérisant le taux de croissance en altitude, déduite du rapport $F'_2(k, \omega)/F_2(k, \omega)$; cette quantité peut être comparée à la quantité correspondante définie par le système (III.31). Malheureusement, les valeurs obtenues semblent varier avec autant d'irrégularités que les fonctions F_2 dans le plan (k, ω) . Nous n'avons obtenu de résultat significatif que pour les moyennes définies par

$$(III.34) \quad \bar{\alpha}(\omega) = -\log \left(\frac{f'(\omega)}{f(\omega)} \right) / 2 \log \left(\frac{\rho'}{\rho} \right)$$

où $f(\omega)$ et $f'(\omega)$ sont les spectres unidimensionnels mentionnés plus haut. La figure 13 présente les fonctions $\bar{\alpha}(\omega)$ obtenues pour quatre couples de raies. Le tracé en trait plein a été réservé aux régions dans lesquelles aucune des deux fonctions $f(\omega)$ et $f'(\omega)$ n'est inférieure à 1/10 de sa valeur maximale. En trait discontinu ont été portées les fonctions $\alpha_\Lambda(\omega)$ théoriques déduites de (III.31) pour $\Lambda = 2500$ km, 5000 km et 10000 km, et correspondant à des ondes dont la vitesse d'énergie est dirigée vers le haut. Les températures moyennes adoptées pour les divers couple de raies sont respectivement 5300 °K pour 5052 Cr I/5052 C I, 5000 °K pour 5050 Fe I/5052 C I et 5173 Mg I/5174 Ti I, 5700 °K pour 8542 Ca II/8498 Ca II. Les temps de

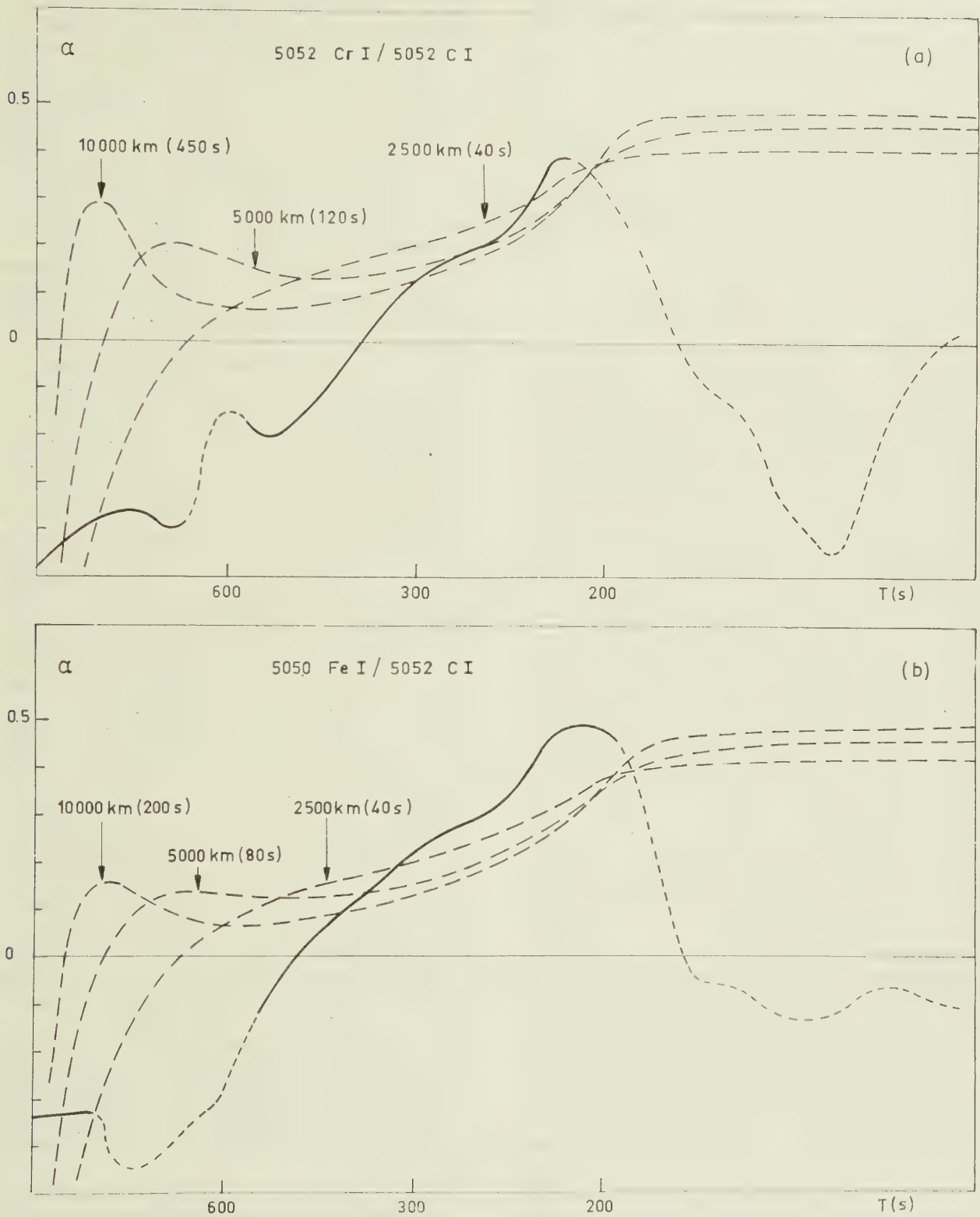


FIG. 13(a, b). — Paramètre α caractérisant la variation de l'amplitude des oscillations avec l'altitude : valeurs moyennes en fonction de la fréquence, d'après 2 couples d'échantillons. En trait discontinu, courbes théoriques pour des ondes de diverses longueurs.

relaxation indiqués sur chaque courbe sont des valeurs moyennes que nous déterminons en confondant les nombres d'onde k intervenant dans (III.31) et (III.33).

Un rapide examen des quatre diagrammes nous montre que les fonctions $\bar{\alpha}(\omega)$, comme d'ailleurs les fonctions $\alpha_A(\omega)$, ne présentent *aucune particularité notable au voisinage de la période $T \simeq 300$ s*. Le maximum observé à cette fréquence pour les spectres de puissance ne semble donc pas résulter d'une propriété locale des couches traversées.

Dans le cas du premier couple de raies (13a), la fonction $\bar{\alpha}(\omega)$ est très voisine des fonctions théoriques $\alpha_A(\omega)$ entre les périodes $T = 300$ s et $T = 240$ s, domaine du maximum d'énergie ; entre $T = 240$ s et $T = 220$ s, elle présente une pente légèrement plus forte que les fonctions théoriques ; au-delà de la fréquence critique ($T \simeq 200$ s) ces dernières approchent la valeur 0,5, alors que la fonction $\bar{\alpha}(\omega)$ cesse d'être significative, pour décrire probablement le rapport des bruits de fond des spectres $f'(\omega)$ et $f(\omega)$. Aux basses fréquences enfin, les valeurs négatives de $\bar{\alpha}(\omega)$ indiquent un affaiblissement important des perturbations avec l'altitude.

L'examen du diagramme (13b) relatif au second couple de raies conduit à des conclusions semblables. Toutefois, la fonction $\bar{\alpha}(\omega)$ n'approcherait les fonctions théoriques aux moyennes fréquences qu'à la condition d'être diminuée de 30 % environ, ce qui conduirait à accroître de 80 km l'altitude de formation 5050 Fe I. Comme nous l'avons vu au chapitre I, une erreur de cet ordre a pu être commise, alors que les altitudes déterminées pour le couple de raies précédent sont connues avec une bien meilleure précision. Ici encore, nous trouvons une croissance assez rapide de $\alpha(\omega)$ entre $T = 240$ s et $T = 220$ s ; elle s'accorderait avec des courbes théoriques calculées pour une période critique voisine de cette dernière valeur.

Dans le cas du troisième diagramme (13c), on obtiendrait un bon accord avec la courbe théorique relative à $\Lambda = 5000$ km à la condition cette fois de réduire de 250 km l'altitude de formation attribuée à 5173 Mg I, c'est-à-dire d'adopter sensiblement l'altitude empirique proposée par ZIRKER. Bien que nous n'ayons pas tracé de diagramme relatif au couple des raies 8498 Ca II/8154 Fe I, on peut voir d'après la figure 10 que le même problème se pose pour les altitudes de formation des raies de Ca II.

La fonction $\alpha(\omega)$ relative au quatrième couple de raies (13d) présente un aspect particulier. L'accroissement considérable de l'importance des perturbations aux basses fréquences entre les niveaux de formation des deux raies dépasse le taux prévu

pour les ondes de gravité, d'autant plus qu'il s'agit de perturbations de grandes dimensions ; des valeurs de $\bar{\alpha}(\omega)$ de l'ordre de 0,8 peuvent peut-être s'expliquer par la présence de perturbations descendantes amorties, ou bien par une erreur sur la différence des altitudes de formation ; notons à ce propos les réserves qui s'imposent, aux fortes amplitudes, d'après les résultats du chapitre II. Aux moyennes fréquences, $\bar{\alpha}(\omega)$ s'écarte des valeurs théoriques entre $T \simeq 240$ s et $T \simeq 160$ s, à peu près comme si la période critique était réduite à cette dernière valeur. L'amplitude des oscillations de haute fréquence, par contre, suit assez bien l'évolution prévue pour des ondes acoustiques, puisque $\bar{\alpha}(\omega)$ reste voisine de 0,5 pour $T \leq 160$ s.

Pour nous résumer, disons qu'en général les *oscillations de moyenne fréquence* suivent l'évolution des *ondes évanescentes* ; l'amplitude des oscillations de haute fréquence, appréciable seulement dans la chromosphère, reste à peu près proportionnelle à $\rho^{-1/2}$, comme celle des ondes acoustiques. Ces affirmations supposent toutefois la modification (plausible) de certaines altitudes de formation admises au chapitre II ; de plus, la période critique paraît légèrement supérieure à la valeur attendue dans la photosphère. En ce qui concerne les perturbations de *basse fréquence*, elles semblent disparaître dans la région à faible temps de relaxation qui avoisine le minimum de température. Ce résultat permet de les attribuer à un prolongement des mouvements convectifs dans la zone stable. Toutefois, il n'est pas incompatible avec la présence d'ondes de gravité dans la photosphère ; en effet, d'une part celles-ci seraient affaiblies par dissipation radiative, d'autre part elles seraient de plus en plus difficiles à observer en altitude, à cause du lissage purement optique des fluctuations de faible longueur d'onde, lissage qui est plus efficace pour les raies superficielles que pour les raies profondes (tableau II).

Pour compléter l'information obtenue par l'analyse harmonique sur l'évolution en altitude des oscillations, il est nécessaire de joindre à l'étude des amplitudes celles des décalages de phase. Le calcul des corrélations et des spectres « croisés » va nous renseigner à ce sujet ; la détermination de la cohérence nous permettra en outre de savoir dans quelle mesure les diagrammes moyens précédemment tracés représentent l'évolution individuelle des perturbations.

7. Spectres « croisés », vitesses de phase verticales.

L'analyse simultanée de deux échantillons s'effectue de même façon que l'analyse individuelle, à ceci

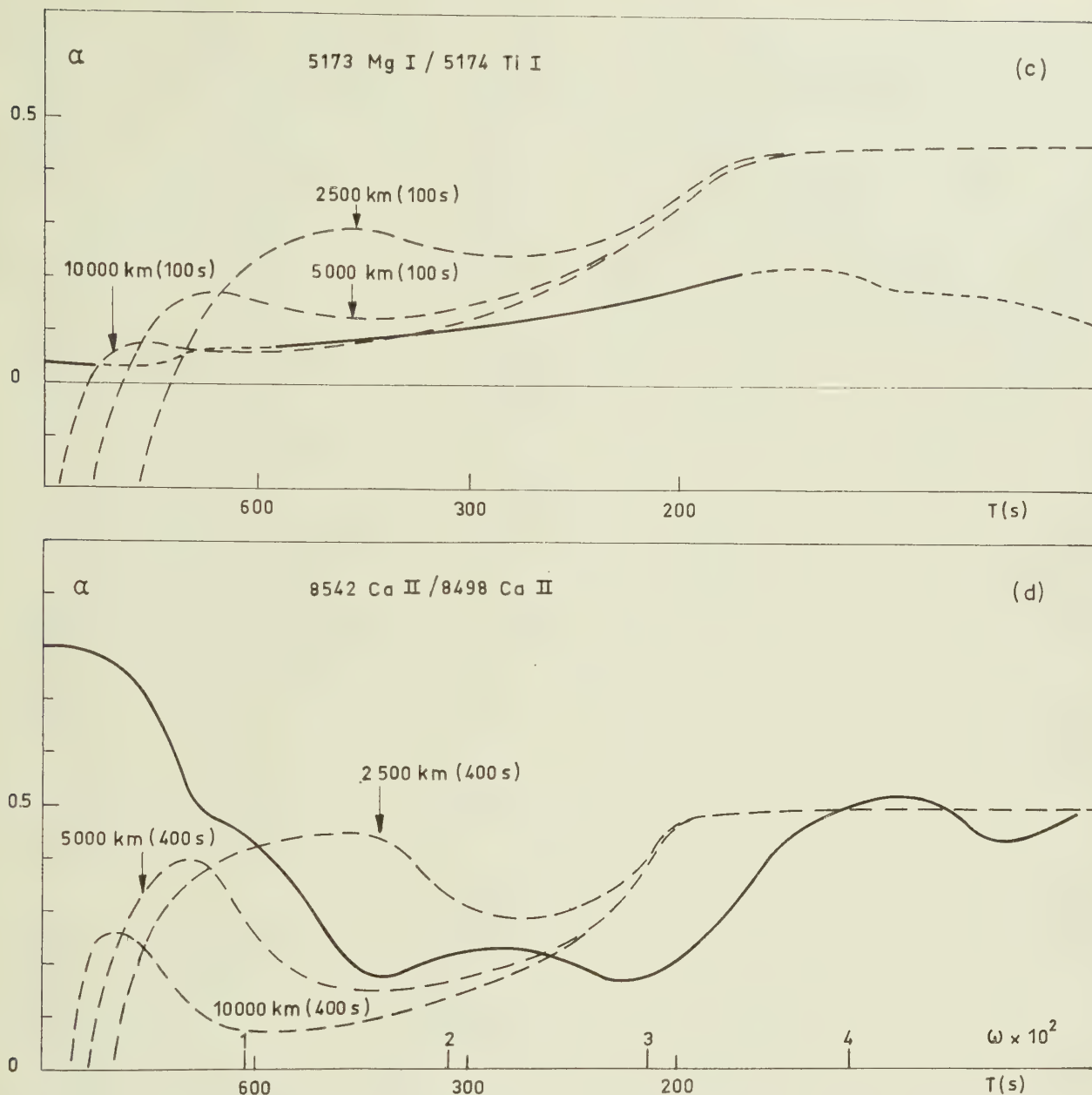


FIG. 13 bis (c, d). — Paramètre α caractérisant la variation de l'amplitude des oscillations avec l'altitude : valeurs moyennes en fonction de la fréquence, d'après 2 couples d'échantillons. En trait discontinu, courbes théoriques pour des ondes de diverses longueurs.

près que la fonction de corrélation « croisée » n'est pas symétrique par rapport à l'origine, ce qui double environ la durée des calculs numériques. Nous choisissons trois des couples d'échantillons étudiés précédemment.

D'une façon générale, la *cohérence* paraît très liée aux densités spectrales des analyses individuelles ; elle approche l'unité dans les régions des plans (k_x, ω) ou (k, ω) pour lesquelles les spectres individuels présentent l'un et l'autre de fortes densités.

Cet effet apparaît nettement sur les résultats unidimensionnels de EVANS, EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN (1963-1965). Il confirme la validité des diagrammes de la figure 13 pour l'évolution individuelle des perturbations.

La *phase* d'un spectre « croisé » représente, pour chaque couple (k_x, ω) ou (k, ω) un certain décalage de phase moyen $\Delta\phi$ entre les niveaux de formation des deux raies envisagées. Quel que soit le couple d'échantillons considéré, nous avons toujours obtenu

dans le plan du diagramme diagnostique une variation de $\Delta\varphi$ assez irrégulière, difficilement compatible avec la variation prévue par la théorie des ondes. Pour en rendre compte, on pourrait songer à la présence d'ondes dont la vitesse serait dirigée vers le bas. En chaque point du plan (k , ω) la connaissance de $\Delta\varphi$ et de la « cohérence » permettrait en principe de déduire des densités spectrales obtenues pour les deux niveaux les contributions respectives des ondes ascendantes et descendantes ; il suffirait seulement de supposer ces ondes incohérentes et de poser *a priori* les valeurs de α caractérisant leur croissance en altitude. Malheureusement, comme nous l'avons déjà remarqué, la « cohérence » présente dans le plan (k , ω) une variation semblable à celle des spectres eux-mêmes, ce qui semble prouver qu'elle est très altérée par le bruit de fond, donc inutilisable pour un tel calcul. De toute manière, des ondes dont la vitesse d'énergie serait dirigée vers le bas seraient caractérisées, pour l'évolution de leur amplitude avec z , par des courbes théoriques symétriques des courbes de la figure 13 par rapport à la droite $\alpha = 0,5$. Elles devraient se manifester, dans les mêmes diagrammes, par des valeurs de α nettement supérieures aux valeurs observées entre $T = 600$ s et $T = 200$ s. Il semble plus raisonnable d'écarter l'hypothèse envisagée et d'attribuer les variations irrégulières de $\Delta\varphi$ à un échantillonnage insuffisant.

Les décalages de phase obtenus après intégration des spectres croisés sur les nombres d'onde présentent par contre, en fonction de ω , une variation susceptible de comparaison avec la théorie des ondes ; nous les noterons $\overline{\Delta\varphi}(\omega)$. Sur la figure 14 est portée, en fonction de ω , la projection verticale moyenne $\bar{k}_z$ du nombre d'onde, déduite de $\overline{\Delta\varphi}(\omega)$ et des altitudes de formation adoptées au chapitre II ; en ordonnée figure également l'échelle des longueurs d'onde verticales L . Associons à chaque point du diagramme la droite qui le joint à l'origine des coordonnées : la *vitesse de phase verticale* est égale à l'inverse de la pente de cette droite. Le tracé en trait plein est réservé, comme précédemment, aux parties des courbes qui nous semblent significatives ; en trait discontinu sont représentées les fonctions théoriques déduites de (III.31).

Nous pouvons constater en premier lieu que les longueurs d'onde moyennes observées dans les domaines des moyennes et hautes fréquences sont toujours supérieures à environ 4000 km dans la photosphère et 8000 km dans la basse chromosphère. Si l'on se souvient que les « longueurs d'onde caractéristiques » attribuées aux diverses raies n'excèdent pas 1000 km dans le premier cas et 2000 km dans

le second, on voit que les *corrections* découlant des fonctions $g^2(k_z)$ étudiées au chapitre II ne doivent jamais excéder 5 % environ (sauf peut-être pour la raie 8498 Ca II). Cette circonstance justifie *a posteriori* l'ensemble des diagrammes discutés dans ce chapitre. Notons toutefois que les résultats relatifs aux basses fréquences ont une valeur statistique trop réduite pour qu'il soit possible de statuer sur les longueurs d'onde verticales correspondantes.

Les deux premiers diagrammes de la figure 14 peuvent être rapprochés des diagrammes homologues (b) et (c) de la figure 13. Les courbes $\bar{k}_z(\omega)$ s'accordent assez bien avec les courbes théoriques ; des erreurs commises sur les altitudes de formation attribuées à 5050 Fe I (par défaut) et 5173 Mg I (par excès) peuvent rendre compte des écarts apparents. Notons qu'un léger décrochement apparaît pour les fonctions $\bar{k}_z(\omega)$ aux périodes inférieures à 220 s. Un effet semblable se retrouve, beaucoup plus accusé, sur le diagramme relatif aux raies chromosphériques de Ca II. Plus encore que son homologue (d) de la figure 13, ce dernier diagramme traduit de fortes dissemblances entre données d'observation et théorie des ondes, difficulté déjà signalée par EVANS *et coll.* (1963) ; il correspond en outre, remarquons-le, à un échantillonnage particulièrement restreint. Dans leur ensemble malgré tout, les diagrammes $\bar{k}_z(\omega)$ conduisent aux mêmes conclusions que les diagrammes $\bar{\alpha}(\omega)$ dans le domaine des moyennes fréquences : assez bon accord des observations avec la théorie des ondes évanescences avec dissipation.

Remarquons que l'intérêt de ces études unidimensionnelles relatives à la variable ω provient de ce que, dans le domaine des longueurs d'onde mises en jeu, et à l'exception des ondes de basse fréquence, les courbes théoriques dépendent peu de Λ : la valeur 5000 km peut servir de base à la comparaison. La situation est très différente vis-à-vis de la variable k , les moyennes sur ω ne permettant aucune interprétation aisée. Cependant, si nous exceptons le le domaine des basses fréquences, les quantités α et k_z relatives à une même valeur de ω devraient peu varier à l'intérieur des zones à forte densité spectrale du plan (k , ω), puisque celles-ci restent confinées dans les longueurs d'onde supérieures à 5000 km environ. Or, comme nous l'avons dit plus haut, de notables variations affectent le décalage de phase $\Delta\varphi$. Même en y voyant l'effet d'un échantillonnage trop réduit, on peut donc se demander dans quelle mesure l'analyse harmonique effectuée dans ce chapitre conduit à des nombres d'onde représentatifs d'un ensemble de « trains d'onde ». Le chapitre IV essaie de donner une réponse à cette question.

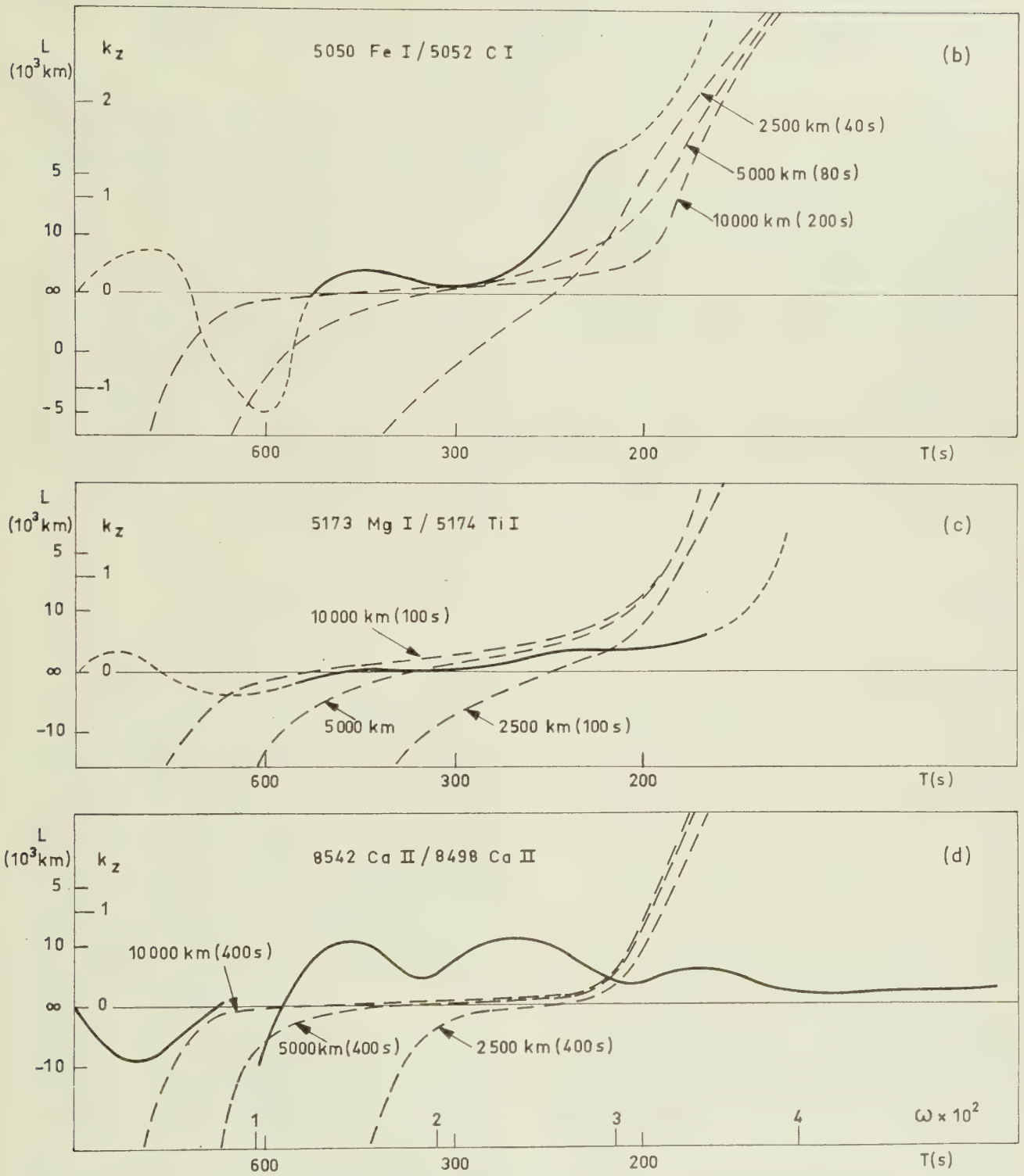


FIG. 14. — Valeurs moyennes du nombre d'onde vertical k_z en fonction de la fréquence, d'après 3 couples d'échantillons. Courbes théoriques en trait discontinu. L'axe des ordonnées a été gradué en longueurs d'onde verticales L .

IV. Localisation des oscillations dans l'espace et dans le temps.

1. Méthode de calcul.

L'analyse harmonique peut être considérée sous deux aspects différents et complémentaires. On peut d'une part rechercher la répartition, dans le plan des fréquences et nombres d'onde, de la puissance contenue dans l'échantillon. On peut aussi rechercher la répartition, dans le plan de cet échantillon, de la puissance contenue dans certains domaines du plan (k_x, ω) . Le premier aspect a été abordé au chapitre précédent, dans lequel on s'est attaché à obtenir un pouvoir de résolution aussi bon que possible dans le plan (k_x, ω) , compte tenu de la nécessité de donner au résultat une valeur statistique suffisante (condition $4X_1 D_1 \ll 4XD$) ; on s'est trouvé limité par l'extension de l'échantillon $4XD$. Nous abordons maintenant le deuxième aspect, en

cherchant à localiser les oscillations dans le plan (x, t) tout en renonçant à assigner à ces oscillations un domaine précis du plan (k_x, ω) ; cette étude sera facilitée par les résultats du chapitre III, grâce auxquels nous connaissons les domaines du plan relatifs aux oscillations les plus intenses.

Alors que les calculs précédents comportaient une étude statistique (fonction de corrélation) suivie d'une analyse harmonique (transformée de Fourier), nous allons commencer ici par une analyse harmonique, nous réservant d'étudier éventuellement d'un point de vue statistique les résultats obtenus dans le plan (x, t) . Pour un couple donné (k_x, ω) nous associons à chaque point (x, t) une fonction complexe V par laquelle nous caractérisons les oscillations de nombre d'onde et fréquence voisins de k_x et ω , qui interviennent au point (x, t) . Nous l'écrivons

$$(IV.1) \quad V(x, t) = \int_{t-D_1}^{t+D_1} \int_{x-X_1}^{x+X_1} \rho(x', t') \times \exp [i(k_x x' + \omega t')] dx' dt'.$$

Le choix de X_1 et D_1 sera discuté plus loin. $V(x, t)$ est définie dans un domaine du plan de mesure $(2X - X_1) \times (2D - D_1)$, donc légèrement plus petit que l'échantillon. Dans ce domaine, nous appellerons *densité de puissance relative au voisinage du couple* (k_x, ω) la quantité réelle

$$(IV.2) \quad W(x, t) = V(x, t) \times V^*(x, t)$$

produit de la fonction V et de son imaginaire conjuguée.

Nous transposerons les analyses « croisées » effectuées plus haut en effectuant le produit de la fonction V' relative à une raie par la conjuguée de la fonction V'' relative à une autre raie de la même séquence d'observation. A la condition bien sûr que V' et V'' se rapportent au même couple (k_x, ω) , la phase de la densité complexe obtenue W représente le *décalage de phase* entre les deux niveaux intéressés ; son module est la *moyenne géométrique des densités de puissance* à ces deux niveaux.

Notons l'intérêt de l'écriture (IV.1) pour la rapidité des calculs numériques : le noyau de l'intégrale n'est calculé qu'une seule fois en chaque point du plan (x, t) ; la fonction V relative à une onde sinu-

soïdale présente bien une phase variable avec x et t , mais celle-ci disparaît dans le produit (IV. 2). De plus, la fonction V obtenue est utilisable aussi bien pour l'analyse individuelle que pour l'étude des couples d'échantillons, circonstance qui ne se présente pas pour une fonction de corrélation.

Une servitude apparaît toutefois dans le cas d'échantillons présentant certains défauts localisés. Alors que la présence de ces défauts n'a que l'inconvénient d'affaiblir la valeur statistique de la fonction de corrélation, le calcul de V implique l'interpolation de la fonction vitesse dans les régions où elle n'a pu être mesurée. Encore faut-il, pour que cela soit possible, que les défauts soient de faible extension dans le plan (x, t) , sans quoi il est nécessaire de tronquer l'échantillon, comme nous avons dû le faire pour la séquence des raies de Ca II (film 568).

2. Choix des paramètres X_1 et D_1 .

Pour un couple donné (x, t) , la quantité V est la valeur prise au point (k_x, ω) de la transformée de Fourier du produit de $\rho(x, t)$ par une fonction créneau, égale à 1 à l'intérieur de l'intervalle $(x - X_1, x + X_1) \times (t - D_1, t + D_1)$ et nulle au

dehors. C'est donc aussi la valeur du produit de convolution de la transformée de Fourier de $\nu(x, t)$

prise sur tout l'échantillon et d'une fonction de la forme

$$(IV.3) \quad g(k_x, \omega) \sim 4 \exp [i(k_x x + \omega t)] \sin(k_x X_1) \sin(\omega D_1) / (k_x X_1 \omega D_1).$$

Le module de g présente un maximum à l'origine et s'annule pour

$$(IV.4) \quad \begin{cases} k_x = \pm n\pi/X_1 \\ \omega = \pm p\pi/D_1. \end{cases}$$

En dehors du rectangle défini par $n = p = 1$, le module de g reste majoré par le 1/5 environ de sa valeur à l'origine, ce qui caractérise l'importance des lobes secondaires dûs à l'absence d'apodisation. Il est possible toutefois de choisir X_1 et D_1 de façon à amener ces lobes dans des régions du plan à faible densité spectrale.

Nous n'étudierons pas les perturbations de basse fréquence, pour lesquelles la statistique ne s'effectue en quelque sorte que sur la variable d'espace, étant donné la faible durée des séquences d'observation. Du reste, les moyennes de vitesse effectuées sur la durée totale des échantillons du film 725 par EDMONDS *et coll.* (1965) rassemble assez bien l'information disponible pour les couches photosphériques du soleil.

Considérons seulement les oscillations de moyenne fréquence, présentes à tous les niveaux de la photosphère et de la basse chromosphère. D'après les résultats du précédent chapitre, nous savons que les régions à forte densité spectrale se situent vers $\omega \simeq \omega_0 = 2\pi/300 \text{ s}^{-1}$ et $|k_x| < k_0 = 2\pi/12000 \text{ km}^{-1}$. Nous nous proposons de calculer les fonctions $V(x, t)$ relatives aux voisinages des points $(-k_0, \omega_0)$, $(0, \omega_0)$, $(+k_0, \omega_0)$. Nous choisirons $X_1 = \pi/k_0$ afin que la fonction g centrée sur l'un des trois points soit égale à zéro en chacun des deux autres ; nous prendrons $D_1 = \pi/\omega_0$ afin d'éliminer les perturbations de basse fréquence.

3. Résultats ; extension des « trains d'ondes ».

La figure 15 représente les fonctions $W(x, t)$ relatives au couple d'échantillons 5173 Mg I/5174 Ti I et aux trois points du plan (k_x, ω) mentionnés plus haut. Le rectangle d'intégration, de côtés $2X_1 = 12000 \text{ km}$ et $2D_1 = 300 \text{ s}$ a été dessiné sur chaque diagramme ; longueur d'onde et période ont été marquées par des vecteurs $\vec{I}$ et $\vec{J}$; la direction joignant les extrémités de ces vecteurs est celle des isophases dans le plan (x, t) . Les courbes de niveau

tracées correspondent aux valeurs du module de $W(x, t)$ égales respectivement à sa valeur moyenne $|W|$ et au double de cette valeur. Les nombres portés dans de petits cercles à l'intérieur des régions de forte densité sont des *décalages de phase* moyens, exprimés en degrés et relatifs à une petite région avoisinante ; ils n'ont qu'une valeur indicative en raison des importantes fluctuations statistiques de la phase de W .

Le domaine du plan défini par $|W(x, t)| > \overline{|W|}$ peut être divisé en régions connexes ; à l'intérieur de chacune d'elles, les oscillations sont probablement cohérentes. Nous attacherons un « *train d'ondes* » à chacune de ces régions, sans attribuer à ces mots un sens qui dépasse celui de la représentation dans le plan (x, t) .

On est frappé de constater combien ces trains d'ondes sont de *faible extension* : deux ou trois périodes peut-être dans le temps, et seulement 10000 à 20000 km en moyenne dans l'espace, soit à peine une ou deux longueurs d'onde. Si les perturbations affectant la surface du disque solaire présentaient individuellement un caractère ondulatoire progressif, on devrait s'attendre à ce que les trains d'onde s'orientent, dans le plan (x, t) , parallèlement aux isophases I J, fortement inclinées dans le cas des diagrammes (a) et (c) ; or cet effet est pratiquement absent.

Attribuons l'origine des oscillations, comme cela est vraisemblable, à des foyers d'excitation temporaires de la zone convective sous-jacente.

Si le sommet de cette zone est suffisamment proche des couches intéressées, on comprend que les oscillations restent *localisées* sur le disque, la décroissance de l'amplitude autour de chaque foyer d'excitation étant due à la fois à un facteur géométrique et à la dissipation. Cette remarque et l'absence de caractère progressif sur le disque solaire nous incitent à admettre que les *longueurs d'onde* révélées par l'analyse de Fourier sont principalement dues au jeu fortuit des distances séparant les foyers d'excitation et des intervalles de temps s'écoulant entre le déclenchement des oscillations ; elles reflèteraient les *dimensions caractéristiques de la source du mouvement*, de nature convective et turbulente.

Notons qu'un tel modèle dynamique expliquerait

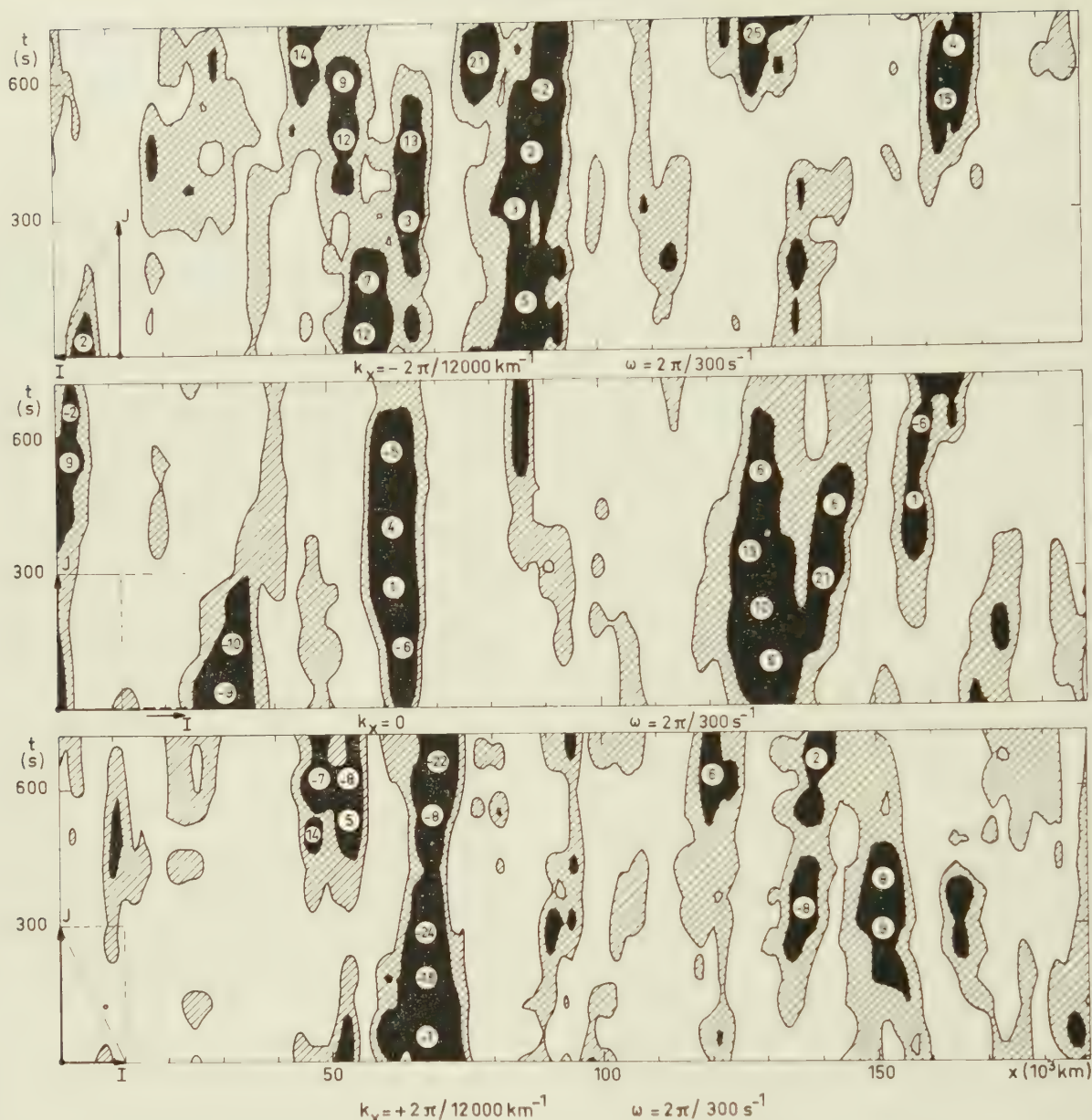


FIG. 15. — Répartition des oscillations de vitesse sur le disque et au cours du temps, dans trois domaines limités de fréquence et nombre d'onde. Les courbes de niveau sont relatives au module des fonctions « croisées » $W(x, t)$, pour le couple d'échantillons 5173 Mg 1/5174 Ti I et pour le voisinage des valeurs k_x et ω mentionnées sur chaque diagramme ; des indications de décalage de phase sont données, en degrés, pour les régions d'oscillations intenses.

aussi les anomalies observées précédemment dans le plan du diagramme diagnostique pour le comportement des amplitudes et des phases vis-à-vis du nombre d'onde ; ce dernier ne serait en effet plus relié par une équation de dispersion aux périodes et aux longueurs d'onde verticales.

Ajoutons une remarque concernant les décalages de phase portés sur les diagrammes de la figure 15. EVANS et MICHARD ont étudié pour le même couple d'échantillons (1962) le décalage de phase entre les deux niveaux, dans le cas de quelques oscillations

particulières. Ils ont mis en évidence sa diminution au cours des temps, corrélative d'une légère différence entre les fréquences observées aux deux niveaux. Cet effet paraît se retrouver sur nos diagrammes : le décalage de phase semble décroître vers la fin de la plupart des trains d'onde. Notons d'ailleurs que seules les variations de ce décalage peuvent paraître significatives ; de petits écarts entre les échelles d'abscisses des deux échantillons sont peut-être à l'origine des quelques valeurs négatives obtenues (30° pour 1000 km dans les cas (a) et (c)).

4. Corrélation entre divers modes.

On pourrait envisager l'étude des fonctions $W(x, t)$ d'un point de vue statistique. Nous nous bornerons à calculer des coefficients de corrélation entre des modules de fonction W correspondant aux trois couples d'échantillons déjà considérés au chapitre III (§ 7). Notons ω_1 et ω_2 les modules des fonctions relatives à un même couple de raies, pour la même période $T = 300$ s mais pour deux longueurs d'onde opposées $\Lambda_x = \pm 12000$ km. Nous calculons leur coefficient de corrélation par l'expression

$$(IV.5) \quad c = \frac{\overline{\omega_1 \omega_2} - \overline{\omega_1} \times \overline{\omega_2}}{[\overline{\omega_1^2} - (\overline{\omega_1})^2]^{1/2} \times [\overline{\omega_2^2} - (\overline{\omega_2})^2]^{1/2}}$$

V. Conclusion.

Au terme des analyses précédentes, résumons brièvement l'information obtenue sur le champ des vitesses verticales et sur la nature physique présumée des divers mouvements. Il apparaît tout d'abord que les perturbations observées sont généralement localisées et d'un caractère peu progressif sur le disque solaire (chapitre IV) ; les longueurs d'onde mises en évidence par l'analyse de Fourier semblent décrire les dimensions caractéristiques de la source du mouvement, probablement sommet de la zone convective.

D'après les résultats du chapitre III, les mouvements observés aux altitudes *photosphériques* se classent en deux groupes distincts suivant leur fréquence.

Les perturbations de *basse fréquence* ($T > 600$ s) ont une durée de vie qui dépasse généralement la durée des séquences d'observation. Leur spectre « spatial » décroît assez lentement aux petites longueurs d'onde ; il est difficile de faire la part, dans cette décroissance, du filtrage observationnel probablement important. Elles paraissent fortement atténuées au voisinage du minimum de température ; mais, si ces perturbations sont de faible longueur d'onde verticale, cet affaiblissement peut n'être qu'apparent, car les « longueurs d'onde caractéristiques » qui décrivent le lissage des vitesses par intégration sur la ligne de visée (chapitre II) augmentent généralement avec les altitudes de formation des raies envisagées ; l'identification de ces perturbations avec des ondes de gravité nécessiterait une connaissance précise des vitesses de phase verticales, donc des échantillons observationnels d'assez longue

les moyennes étant prises dans le plan (x, t) .

La valeur obtenue pour le couple 5173 Mg I/5174 Ti I est égale à $+0,05$; comme l'examen des diagrammes (a) et (c) de la figure 15 le laissait supposer, les oscillations placées par l'analyse de Fourier dans la région $k_x > 0$ interfèrent assez peu avec celles placées dans la région $k_x < 0$. Des résultats semblables ont été obtenus pour les couples de raies 5050 Fe I/5052 C I ($c = -0,03$) et 8542 Ca II/8498 Ca II ($c = -0,04$). Ces valeurs confirment le fait, déjà évoqué à propos des dissymétries du spectre $F_1(k_x, \omega)$, que les mouvements ne semblent pas présenter sur le disque solaire une structure géométrique fixe d'ondes stationnaires.

durée. Le mécanisme de chauffage de la couronne solaire par des ondes de gravité a été proposé par WHITAKER (1963) ; on voit qu'il nous est difficile ici de décider si de telles ondes traversent effectivement les couches supérieures de la photosphère, dans lesquelles on peut prévoir un temps de relaxation radiative assez faible. Les perturbations de basse fréquence peuvent aussi être attribuées au prolongement des mouvements convectifs dans les couches stables de la photosphère (EDMONDS *et coll.*, 1965). Cette dernière interprétation paraît plus vraisemblable.

Les oscillations de *moyenne fréquence* ont une période voisine de 300 s. Leur temps de déclin, égal à 400 s environ d'après LEIGHTON *et coll.* (1962), est probablement conditionné par la fréquence des impulsions reçues de la zone convective. Leur spectre « spatial » décroît plus vite aux petites longueurs d'onde que celui des perturbations de basse fréquence ; dans la basse photosphère, les deux spectres sont de même importance vers

$$|k_x| = 2\pi/5000 \text{ km}^{-1}$$

résultat déjà prévu par EDMONDS, MICHARD et SERVAJEAN (1965). Les dimensions caractéristiques des oscillations de moyenne fréquence semblent peu varier avec l'altitude, contrairement aux dimensions moyennes de l'ensemble des mouvements ; on conçoit d'ailleurs que des longueurs d'onde de 5000 km et plus se conservent au travers des quelques centaines de kilomètres qui constituent la photosphère. L'évolution de l'amplitude avec l'altitude et l'étude des vitesses de phase verticales

incitent à considérer les oscillations de moyenne fréquence comme constituées principalement d'ondes évanescentes avec dissipation ; la période critique des oscillations est probablement inférieure à la période qui correspond au maximum de puissance ($T \simeq 300$ s) ; cette dernière pourrait résulter du filtrage des ondes (SOUFFRIN, 1965) dans des couches profondes à température plus élevée. La vitesse d'énergie associée à des ondes de type évanescents est très faible, le flux d'énergie compensant seulement les pertes par dissipation ; le transport d'énergie vers la chromosphère doit donc être assez limité. Notons d'ailleurs, que la propagation s'effectue dans un milieu où le gradient de température n'est pas négligeable, ce qui rend difficile la représentation des mouvements par des modes élémentaires ; la résolution exacte de l'équation de propagation est fort compliquée en pareil cas (UCHIDA, 1965).

Dans les couches de la *basse chromosphère*, nous retrouverons des perturbations de *basse fréquence* ; mais leur spectre « spatial » paraît très ramassé vers les petits nombres d'onde et leur développement en altitude assez important ; on peut rapprocher ces mouvements de la « supergranulation », ou bien du réseau chromosphérique de Ca II, lié au champ magnétique. L'amplitude des oscillations de *moyenne fréquence* semble présenter avec l'altitude une croissance plus faible que ne le laisserait prévoir la théorie des ondes ; mais une théorie élémentaire peut difficilement s'appliquer à un milieu fortement turbulent, déjà partiellement ionisé et comportant une structure « spiculaire » avec forts gradients horizontaux de température. De plus, le déclenchement d'une série d'oscillations s'accompagne peut-être de la naissance d'ondes de choc (BIRD, 1964) ; de telles ondes sont susceptibles de contribuer au chauffage de la chromosphère (SCHATZMAN, 1949 ; OSTERBROCK, 1961). La basse chromosphère est aussi le siège d'oscillations de *haute fréquence* ($T < 200$ s) dont la nature physique n'est pas évidente. Leur amplitude présente peut-être l'évolution attendue pour des ondes acoustiques, mais leur vitesse de phase verticale, très faible en moyenne, semble difficile à concilier avec le comportement de telles ondes ; EVANS *et coll.* ont suggéré l'hypothèse d'ondes transverses, se propageant horizontalement ; on pourrait aussi imaginer la présence d'ondes descendantes ; des séquences d'observation plus étendues permettraient peut-être d'éclaircir ce problème.

Pour terminer, ajoutons quelques remarques sur les méthodes d'observation et les *procédés d'analyse* utilisés. Mis à part, peut-être, le cas des perturbations de basse fréquence, les mouvements observés pa-

raissent associés à de grandes longueurs d'onde verticales — les déplacements Doppler mesurés : notamment au « *lamdamètre* » — représentent bien les vitesses verticales aux altitudes de formation des diverses raies, si le bruit de fond n'est pas trop intense ; peut-être n'en serait-il pas de même si un pouvoir résolvant plus élevé permettait d'atteindre des structures plus fines sur le disque. La précision semble plutôt limitée par les incertitudes planant sur les altitudes de formation théoriques, dues à une connaissance imparfaite des forces d'oscillateur ; nous avons vu que les résultats des mesures de vitesse laissaient supposer une surestimation des altitudes attribuées aux trois plus fortes raies. Notons aussi que la valeur statistique de ces résultats serait considérablement accrue par l'étude de nouvelles séquences d'observation, notamment pour ce qui concerne les perturbations de basse fréquence. Enfin, d'une façon très générale, l'analyse bidimensionnelle pourrait être étendue aux mesures d'intensités centrale des raies observées, reliables à la pression et à la température ; la discussion de la nature physique des mouvements en serait facilitée.

Remarquons d'ailleurs que l'analyse harmonique utilisée dans ce travail ne présente pas toutes les qualités requises pour l'étude d'ondes fortement amorties. En effet, si nous avons introduit des facteurs exponentiels pour décrire les évolutions en altitude, nous avons pratiqué l'analyse de Fourier dans tout plan horizontal, éliminant ainsi les valeurs complexes du nombre d'onde et de la fréquence, valeurs qui peut-être représenteraient mieux *localement* la nature physique des mouvements. On pourrait songer, soit à modifier la méthode d'analyse, soit à étudier théoriquement le diagramme diagnostique associé à des ondes amorties, excitées par des mouvements à caractère convectif.

REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis de remercier M. le Professeur A. LALLEMAND, Directeur de l'Institut d'Astrophysique de Paris ; M. R. MICHARD à qui je dois de constants encouragements et la presque totalité des données d'observations ; M. le Professeur E. SCHATZMAN qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui a suivi ce travail avec une attentive bienveillance ; M. R. CAYREL qui a bien voulu être mon parrain de recherches, à qui je dois de précieux conseils et mon initiation au traitement numérique de nombreux problèmes ; Mme C. PECKER-WIMEL qui m'a conseillé sur plusieurs points particuliers de ce travail ; M. P. SOUFFRIN avec qui j'ai eu de fréquents

et stimulants entretiens ; M. K. H. DAVID qui m'a aimablement communiqué certains résultats expérimentaux ; M. R. SERVAJEAN grâce à qui j'ai pu disposer de données d'observation sous une forme aisément utilisable ; le Service de Calcul Numérique de l'Observatoire de Paris-Meudon, ainsi que le

Bureau de Calcul de l'Institut d'Astrophysique, qui m'ont permis d'effectuer d'importants calculs numériques ; Mme ADOLPHE qui a participé à la présentation matérielle de ce travail ; tous les collègues et amis avec qui j'ai eu de fructueux entretiens.

BIBLIOGRAPHIE

- ALLEN C. W., 1962, *Astrophysical Quantities*.
 ATHAY R. G. and HOUSE L. L., 1962, *Astrophys. J.*, **135**, 500.
 ATHAY R. G. and ZIRKER J. B., 1962, *Astrophys. J.*, **136**, 242.
 BIRD G. A., 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 288.
 CHARVIN P., RAYROLE J. et SEMEL M., 1962, *Comptes Rendus*, **254**, 2289.
 CIMINO M., 1953, *Rendiconti dell'Accademia Nazionale dei Lincei*, série VIII, vol. XIV, fasc. 2.
 CONNES J., 1961, *Revue d'Optique*, **40**, 45.
 CORLISS C. and BOZMAN W., 1962, Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements.
 DAVID K. H., 1961, Communication privée.
 DELBOUILLE L. et ROLAND G., Liège 1963, Atlas photométrique du spectre solaire de λ 7498 à λ 12016.
 EDMONDS F. N., 1962a, *Astrophys. J.*, Suppl., **6**, n° 60, 357.
 EDMONDS F. N., 1962b, *Astrophys. J.*, **136**, 507.
 EDMONDS F. N., MICHARD R. and SERVAJEAN R., 1965, *Ann. Astr.*, **28**, n° 3, 534 (Paper VII).
 EVANS J. W. and MICHARD R., 1962a, *Astrophys. J.*, **135**, 812.
 EVANS J. W. and MICHARD R., 1962b, *Astrophys. J.*, **136**, 487 (Paper II).
 EVANS J. W. and MICHARD R., 1962c, *Astrophys. J.*, **136**, 493 (Paper III).
 EVANS J. W., MICHARD R. and SERVAJEAN R., 1963, *Ann. Astr.*, **26**, n° 4, 368 (Paper V).
 GINGERICH O., 1961, *Astrophys. J.*, **134**, 653.
 GOLDBERG L., MÜLLER E. A. and ALLER L. H., 1960, *Astrophys. J.*, Suppl., **5**, 1.
 HEINTZE J. R. W., HUBENET H. and DE JAGER C., 1964, *B. A. N.*, **17**, 442.
 LEIGHTON R. B., NOYES R. W. and SIMON G. W., 1962, *Astrophys. J.*, **135**, 474.
 MEIN P., 1964, *Comptes Rendus*, **258**, 819.
 MINNAERT M., MULDER G. F. W. and HOUTGAST J., Utrecht 1940, Photometric Atlas of the Solar Spectrum.
 MÜLLER E. A. and MUTSCHLECNER J. P., 1964, *Astrophys. J.*, Suppl., **9**, n° 85, 1.
 NOYES R. W. and LEIGHTON R. B., 1963, *Astrophys. J.*, **138**, 631.
 OSTERBROCK D. E., 1961, *Astrophys. J.*, **134**, 347.
 ROGERSON J. B., 1955, *Astrophys. J.*, **121**, 204.
 SCHATZMAN E., 1949, *Ann. Astr.*, **12**, 203.
 SOUFFRIN P., 1965, *Comptes Rendus*, **260**, 2135.
 SOUFFRIN P., 1966, *Ann. Astr.*, **29**, 55.
 SPIEGEL E. A., 1957, *Astrophys. J.*, **126**, 202.
 UCHIDA Y., 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 335.
 UTRECHT (Recherches astronomiques de l'Observatoire d'), 1960, Preliminary photometric catalogue of Fraunhofer lines λ 3164 — λ 8770.
 WEIDEMANN V., 1955, *Z. Astrophys.*, **36**, 101.
 WHITAKER W. A., 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 944.
 ZIRKER J. B., 1958, *Astrophys. J.*, **127**, 680.
 ZWAAN C., 1962, *B. A. N.*, **16**, 225.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Propagation et couplage entre les modes en milieu inhomogène

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 Mai 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

